PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 19/20. 1./15. Oktober 1921. Redaktionsschluß für No. 21 am 22. Oktober 1921. 22. Jahrgang.

INHALT:

An unsere Leser! S. 521.

Originalmitteilungen:

E. v. Angerer, Spektroskopische Notizen. S. 521.

L. Schiller u. H. Kirsten, Über den Widerstand strömender Flüssigkeit in kurzen Rohrstücken. S. 523.

A. Záček, Über die Anwendung der Elektronenröhren bei den Versuchen mit dem sprechenden Lichtbogen und dem sprechenden Kondensator. S. 528.

Vorträge und Diskussionen des deutschen Physikertages in Jena vom 18.—24. September 1921:

B. Gudden u. R. Pohl, Über lichtelektrische Leitfähigkeit. S. 529.

R. Weichmann, Ein Banden-Absorptionsspektrum des Wassers bei Wellenlängen von mehreren Dezimetern. S. 535.

K. F. Herzfeld, Die Breite der Absorptionsbanden bei den seltenen Erden. S. 544.

L. Grebe u. H. Konen, Bandenspektra von Isotopen. S. 546.

R. Ladenburg, Die Einwirkung elektrischer Felder auf die Absorptionslinien (*D*-Linien des *Na*-Dampfes). S. 549.

A. Kratzer, Die Termdarstellung der Cyanbanden. S. 552.

E. Gehrcke u. E. Lau, Die veränderliche Feinstruktur der Balmerserie. S. 556.

W. Gerlach, Kristallgitteruntersuchungen mit Röntgenstrahlen und eine einfache Röntgenröhre. S. 557.

A. Smekal, Über die Feinstruktur der Röntgenspektren. S. 559.

E. Hückel, Zerstreuung von Röntgenstrahlen durch anisotrope Flüssigkeiten. S. 561.

E. Tiede, Borsäurehydrate als Grundlage hochphosphoreszenzfähiger Systeme. S. 563.

R. Seeliger, Über Absorption von Gasen durch Kristalle. S. 563.

W. Gerlach u. P. Lertes, Magnetische Messungen: Barkhausen-effekt, Hysteresis und Kristallstruktur. S. 568.

H. Rubens u. G. Michel, Prüfung der Planckschen Strahlungsformel. S. 569.

G. Jaffé, Zur Theorie der Beugung. S. 578.

H. Seemann, Ein Präzisions-Röntgenspektrograph. S. 580.

H. Seemann, Die lineare Polarisation des blauen Brennfleckliehtes der Lilienfeld-Röntgenröhre. S. 581.

G. Meyer, Zur Spektroskopie des Urans und einiger seltenen Erden nach Versuchen von Dr. Greulich. S. 583.

R. Geiger u. W. Bothe, Über Zerstreuung von β-Strahlen in dünnen Metallfolien. S. 585.

H. Rausch von Traubenberg, Über den Durchgang von α-Strahlen durch Materie. S. 587.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1921/22. S. 588.

Tagesereignisse. S. 592.

Personalien. S. 592.

Angebote. S. 592.

Gesuche. S. 592.

An unsere Leser!

Vom 1. Oktober 1921 ab wird die Physikalische Zeitschrift gemeinsam von Herrn Professor Dr. **M. Born** in Göttingen, Planckstraße 21 und Herrn Professor Dr. **P. Debye** in Zürich, Gloriastraße 35 (Physikalisches Institut der Eidg. Technischen Hochschule) herausgegeben. Die Redaktionsgeschäfte werden von Herrn Dr. **E. Hückel,** Physikalisches Institut der Universität Göttingen, Bunsenstraße 9 geführt. Manuskripte sind an einen der genannten Herren zu senden.

Herausgeber und Redaktion der Physikalischen Zeitschrift.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Spektroskopische Notizen.

Von E. v. Angerer.

(Mit Tafel VI.)

1. Eine Eisenbogenlampe. Das Spektrum des zwischen Eisenstäben brennenden Lichtbogens bürgert sich immer mehr als Normalspektrum ein, auch für Arbeiten, bei denen man nicht auf die internationalen Normalen zurückzugreifen beabsichtigt. Um es herzustellen verwendet man, wie mir scheint, meistens eine vorhandene Handregulierlampe, die mit Eisenelektroden versehen wird und sich nicht immer besonders für diesen Zweck eignet. Auf meine Veranlassung stellte Herr Werkmeister Frieß in unserem Institut eine einfache Eisenbogenlampe her, die sich in den letzten Jahren bestens bewährt hat (Fig. 1). Das Wesentliche daran ist, daß die Elektroden selbst aus sogenanntem „Gewindedraht" von 8 mm Durchmesser bestehen. Eisenelektroden brennen bekanntlich so langsam ab, daß (bei dem sehr intermittierenden Betrieb, der bei solchen Lichtquellen statthat) eine Reservelänge von ca. 10 cm für einige Jahre genügen dürfte. An den freien Enden tragen die Elektroden randelierte Hartgummischeiben; durch zwei isolierte, mit den Zuleitungen verbundene Muttern werden sie geführt. Die Feinverstellung der Bogenlänge durch die Schrauben ist bei einem Lichtbogen

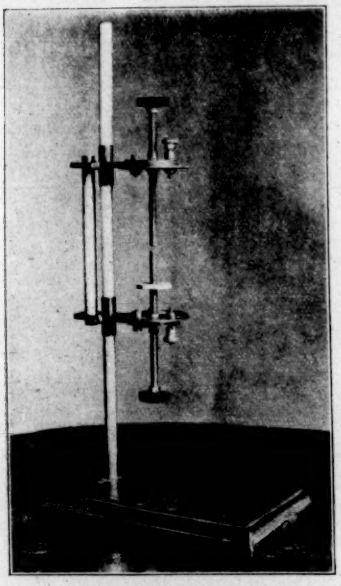


Fig. 1.

zwischen Metallen sehr vorteilhaft. Die Lampe gleitet an einem kräftigen Stativ und kann 30—40 cm in der Höhe verstellt werden.

Der Bogen brennt bei 220 Volt mit 2 bis 4 Ampère viertelstundenlang ohne Regulierung recht ruhig. Änderungen im Spektrum beim Vergleich mit dem Atlas von Buisson wurden nicht beobachtet.

Sehr gut eignet sich die Lampe auch zu Demonstrationsversuchen über den lichtelektrischen Effekt.

2. Tafel des Quecksilberspektrums. Arbeitet man mit geringer Dispersion, so wird man sich — besonders im Ultraviolett — zur Fokussierung eines Spektrographen und zur Aufstellung der Dispersionskurve gerne einer Quarzglas-Quecksilberlampe bedienen. In einem solchen Falle hatte ich einige Mühe, die ultravioletten Quecksilberlinien zu identifizieren: Die Abbildung in dem Atlas von Hagenbach und Konen („Vakuumbogen") reicht nur bis 3200 A.-E., die Aufnahmen von Hallwachs[1]) sind mit sehr kleiner Dispersion und sehr weitem Spalt gemacht, und in den Tabellen in Kaysers Handbuch fehlt gerade der Vakuumbogen von 3341 A.-E. ab. Bei den Spektrogrammen von Arons[1]) stören für diesen Zweck die zahlreichen anderen Metalllinien. Die schönen Aufnahmen von Eder und Valenta[2]) waren mir damals nicht zugänglich[3]).

Es sei daher gestattet, das Spektrum von einer neuen Heraeus-Lampe (220 Volt Netzspannung, 2,3 Amp). hier zu reproduzieren (Tafel VI, Fig. 1). Es wurde ein Steinheilscher Quarzspektrograph mit einem Prisma verwandt. Die Belichtungszeiten der drei Aufnahmen verhalten sich wie 1 : 10 : 100.

Recht geeignet zur Justierung ist auch das Spektrum des zwischen Kupferstäben brennenden Bogens, bei dem das äußerst intensive Dublett 3273,94 und 3247,53 A.-E. den ersten Anhalt bieten kann (Tafel VI, Fig. 2).

3. Aufkopierte Wellenlängenskala. Um sich auf einem neu hergestellten Spektrogramm eines Spektrographen, mit dem man längere Zeit arbeitet, zu orientieren, wird (z. B. in Kaysers Handbuch) vorgeschlagen, eine Skala der Wellenlängen auf eine Glasplatte zu ätzen und diese Glasplatte dann mit der Spektralaufnahme zur Deckung zu bringen. Dieses Verfahren ist etwas mißlich, solange die Gelatineschicht der frisch fixierten Platte noch naß ist, da man befürchten muß, dieselbe zu verletzen. Auch verschieben sich dann die Platten während der Betrachtung leicht gegeneinander.

Gut bewährt hat sich bei meinen Versuchen folgende Vorschrift, die dem Aufkopieren eines in eine versilberte Platte geritzten Koordinatensystemes bei astronomischen Aufnahmen nachgebildet ist: Man legt zunächst eine Platte so in die Kassette, daß ihre Kante K z. B. am linken Kassettenrand fest ansteht, exponiert ein bekanntes Normalspektrum (z. B. das Eisenspektrum), und mißt die Abstände der Linien bekannter Wellenlänge von der Kante K als Nullpunkt auf der Teilmaschine aus. Daraus berechnet man diejenigen Skalenteile der Teilmaschine, die z. B. den Wellenlängen 5000, 4500, 4000 usw. entsprechen, und überträgt die so ermittelte Wellenlängenskala mittels des Reißwerks auf die untere Hälfte einer versilberten Glasplatte, wobei einer ihrer Ränder R wieder den Nullpunkt bildet. Diese Skala wird beziffert, indem man die Wellenlängenzahlen (etwa mit einem stumpfen Kupferstift) in die Schicht graviert — in Spiegelschrift, wenn man die späteren Negative mit der Schicht gegen den Beschauer zu betrachten

1) W. Hallwachs, Ann. d. Phys. **30**, 598, 1909.

1) L. Arons, Ann. d. Phys. **23**, 176, 1907.

2) J. M. Eder und E. Valenta, Beiträge zur Photochemie und Spektralanalyse, Halle 1904.

3) Nachtrag bei der Korrektur: Auf die Aufnahmen von R. Küch und T. Retschinsky (Ann. d. Phys. **22**, 595, 1907) wurde ich erst nachträglich aufmerksam.

wünscht. Endlich wird die Silberschicht zaponiert und der Rand R mit einem rechtwinkelig gebogenen, etwas übergreifenden Blechstreifen versehen. Es würden also, wenn man den Rand R der versilberten Platte auf K legt, die Spektrallinien der Aufnahme auf die richtigen Stellen der Skala fallen. Die Trockenplatte, die für die Aufnahme des unbekannten Spektrums bestimmt ist, wird so unter diese geteilte Platte gelegt, daß sich Silber- und Gelatineschicht berühren und ihr Rand K' an dem Blechstreifen bei R ansteht. Man belichtet etwa eine Sekunde mit einer Glühlampe und kopiert dadurch die Skala auf die Platte. Beim Einlegen der Platte achtet man darauf, daß K' wieder am linken Kassettenrand ansteht und exponiert das zu untersuchende Spektrum. Beim Entwickeln erscheint die Skala gleichzeitig mit dem Spektrum.

Zu einer exakten Ausmessung der Platten kann das Verfahren natürlich nicht dienen; die zufälligen Verschiebungen der Skala gegen das Spektrum betragen aber erfahrungsgemäß höchstens etwa 0,2 mm. Auf den Aufnahmen des *Hg*- und des *Cu*-Spektrums (Tafel VI) ist die Skala angebracht.

4. *U-V*-Monochromat-Filter. Spektralaufnahmen ergaben, daß eine Lehmannsche *U-V*-Filteranordnung mit einer Quarz- und einer Uviolglaslinse Licht von 3650 bis 3200 A.-E. durchläßt. Da in dieses Gebiet das oben erwähnte intensive Kupferdublett fällt, liegt es nahe, statt der für die Filteranordnung empfohlenen „Nickellichtkohlen" den *Cu*-Bogen als Lichtquelle zu verwenden. Wie Tafel VI, Fig. 3 zeigt, erhält man dann eine Strahlung, die im wesentlichen aus den beiden, 26 A.-E. voneinander entfernten Kupferlinien besteht; nur bei starker Überexposition treten auch die schwachen Linien in der Nähe hervor. Die Intensität des Fluoreszenzlichtes von Leuchtschirmen war bei dem *Cu*-Bogen für 3 Ampère mindestens so groß, wie bei den nickelhaltigen Kohlen für 12 Ampère.

Zu den Aufnahmen wurden photomechanische Platten von Krauseder-München verwendet, die im Pinachrom-Bad sensibilisiert und mit Phenosafranin-Zusatz entwickelt wurden.

München, Physikal. Institut der Technischen Hochschule, Juli 1921.

(Eingegangen 13. August 1921.)

Über den Widerstand strömender Flüssigkeit in kurzen Rohrstücken.

(Zur Diskussion der Versuchsergebnisse von Herrn W. Sorkau.)

Von Ludwig Schiller und Herbert Kirsten.

1. Herr W. Sorkau hat in einer größeren Reihe von Abhandlungen in dieser Zeitschrift[1]) Experimentaluntersuchungen über die Reibung von Flüssigkeiten in Glasrohren veröffentlicht und dort aus seinen Versuchen manche Schlüsse gezogen, die bereits zu einigen Bemerkungen von anderen Seiten[2]) Anlaß gegeben haben. Unwidersprochen geblieben ist jedoch bisher die Qualifizierung, die Herr Sorkau den verschiedenen Geschwindigkeitsgebieten entsprechenden Strömungsformen zuerteilt hat. Unter anderem stellt er hier „verschiedene Turbulenzstadien" fest, in den früheren Arbeiten drei, später nur noch zwei. Da diese und manche anderen Schlüsse in ausgesprochenem Gegensatz zu dem sonst Bekannten stehen, auch — zumal wegen des bereits vorhandenen Eindringens in die Lehrbuchliteratur[3]) — geeignet erscheinen, Ver-

1) W. Sorkau, Experimentelle Untersuchungen über die innere Reibung einiger organischer Flüssigkeiten im turbulenten Strömungszustande. Diese Zeitschr. **12**, 582, 1911.
2) W. Sorkau, Über den Einfluß von Temperatur, spezifischem Gewicht und chemischer Natur von Flüssigkeiten auf die Turbulenzreibung. Diese Zeitschr. **13**, 805, 1912.
3) W. Sorkau, Über den Zusammenhang zwischen Molekulargewicht und Turbulenzreibungskonstante. Diese Zeitschr. **14**, 147, 1913.
4) W. Sorkau, Zur Turbulenzreibung des Wassers. Diese Zeitschr. **14**, 759, 1913.
5) W. Sorkau, Zur Turbulenzreibung des Wassers. II. Diese Zeitschr. **14**, 828, 1913.
6) W. Sorkau, Zur Kenntnis der Turbulenzreibung. Diese Zeitschr. **15**, 582, 1914.
7) W. Sorkau, Zur Kenntnis des Übergangs von der geordneten zur Turbulenzströmung in Kapillarröhren. I. Diese Zeitschr. **15**, 768, 1914.
8) W. Sorkau, Zur Kenntnis des Übergangs von der geordneten zur Turbulenzströmung in Kapillarröhren. II. Diese Zeitschr. **16**, 97, 1915.
9) W. Sorkau, Zur Kenntnis des Übergangs von der geordneten zur Turbulenzströmung in Kapillarröhren. III. Diese Zeitschr. **16**, 101, 1915.

Im Folgenden werden die Arbeiten jeweils nur unter der ihnen hier vorgesetzten Nummer zitiert.

10) T. Ugarte, Investigación experimental sobre las corrientes de turbulencia en tubos capilares. Buenos Aires 1913.

Nr. 6 enthält Messungen aus einer Dissertation von

2) Cl. Schaefer u. G. Frankenberg, Über den Einfluß der Temperatur auf die turbulente Strömung. (Bemerkungen zu einer Arbeit des Herrn W. Sorkau.) Diese Zeitschr. **14**, 89, 1913.

G. Mie, Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn W. Sorkau über Turbulenzreibung. Diese Zeitschr. **14**, 93, 1913.

3) K. Jellinek, Lehrb. d. phys. Chem. I, S. 575 ff. Stuttgart 1914.

wirrung zu stiften, seien die Versuchsergebnisse des Herrn Sorkau an einigen Stichproben einer genaueren Diskussion auf Grund des bereits länger Bekannten und einiger demnächst zu veröffentlichender eigener Untersuchungen[1]) unterzogen.

2. Man unterscheidet bei Strömung in Röhren und Kanälen bekanntlich zweierlei Strömungsformen, die laminare und die turbulente Strömung. Die erstere beherrscht das Gebiet kleiner Reynoldsscher Zahlen ($R = \frac{u \cdot r}{\nu} = \frac{u \cdot r \cdot \varrho}{\mu}$; u = mittlere Geschwindigkeit, r = charakteristische Länge, z. B. Rohrradius, ϱ = Dichte der Flüssigkeit, μ = innere Reibung, $\nu = \frac{\mu}{\varrho}$ = kinematische Zähigkeit) und geht bei einer bestimmten, von der Störungsfreiheit der Flüssigkeit abhängigen, „kritischen Reynoldsschen Zahl" in die turbulente Strömung über. Jede der beiden Strömungsformen gehorcht für den Fall eines glatten Kreisrohres einem ganz bestimmten, hundertfach bewährten Widerstandsgesetz, die laminare dem, auch theoretisch abgeleiteten, Poiseuilleschen Gesetz:

$$\Delta p = \frac{8 \mu \bar{u} l}{r^2} \qquad (1)$$

(Δp = Druckdifferenz, l = Länge der Meßstrecke), die turbulente dem empirisch von Blasius[2]) aufgestellten, den Forderungen des mechanischen Ähnlichkeitsgesetzes gehorchenden:

$$\Delta p = \lambda \cdot \frac{l}{r} \cdot \frac{\varrho \bar{u}^2}{2}, \qquad (2)$$

wo $\lambda = \frac{0{,}1582}{\sqrt[4]{2R}}$.

Beide Gesetze gelten nur, wenn die Meßstrecke genügend weit vom Einlauf entfernt ist, da die Flüssigkeit in allen Fällen erst eine gewisse Strecke zurücklegen muß, ehe sich die definitive Geschwindigkeitsverteilung (z. B. die parabolische des Poiseuilleschen Gesetzes) einstellt. Man wird also die obigen Gesetze nur dann genau bestätigt finden können, wenn man an zwei genügend weit vom Einlauf entfernten Stellen Druckmessungen ausführt.

3. Wendet man dagegen das bei Zähigkeitsmessungen übliche Verfahren an, wo lediglich der Überdruck bekannt ist, unter dem eine Flüssigkeit aus einem Vorratsgefäß durch eine Kapillare ausströmt, so ist auf der rechten Seite der Gleichungen (1) und (2) jeweils noch ein Glied hinzuzufügen. Für den Fall der Laminarströmung hat hierfür Hagenbach den Wert $2\varrho\frac{\bar{u}^2}{2}$ angegeben. Dieser entspricht nämlich dem Betrag der lebendigen Kraft, mit dem die Flüssigkeit im Poiseuilleschen Zustand das Rohr verläßt und für den auch die wirksame Druckdifferenz aufzukommen hat. Auf Grund einer anderen Betrachtungsweise, die der Prandtlschen Grenzschichtenvorstellung entstammt, hat der eine von uns[1]) gezeigt, daß diese Korrektur nicht den konstanten Faktor 2, sondern einen variablen Beiwert erhalten muß. Und zwar ist dieser eine Funktion von $\frac{l}{rR}$. Für die Laminarströmung erhalten wir also in diesem Fall das Widerstandsgesetz:

$$\Delta p = \frac{8 \mu \bar{u} l}{r^2} + c \cdot \varrho \frac{\bar{u}^2}{2}. \qquad (3)$$

Die Abhängigkeit des Faktors c von $\frac{l}{rR}$ ist in Fig. 1 graphisch dargestellt.

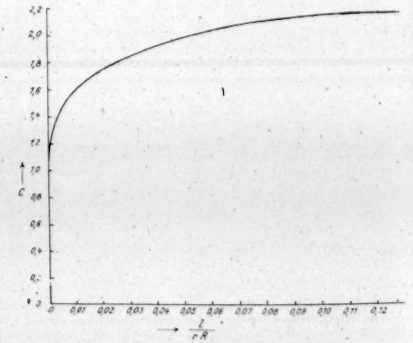


Fig. 1.

4. Auch im Fall der turbulenten Strömung hat der wirksame Druck außer für die Turbulenzreibungsarbeit (rechte Seite der Gl. 2) ebenfalls noch für die lebendige Kraft der schließlich aus dem Rohr austretenden Strömung aufzukommen zuzüglich eines durch die Kontraktion am Einlauf bedingten Eintrittsverlustes. Je nach der Form des Einlaufstückes (gut abgerundet bis scharfrandig) hat man hierfür im ganzen einen Verlust von 1 bis 1,4 Geschwindigkeitshöhen anzusetzen. Das Widerstands-

1) L. Schiller, Untersuchungen über laminare und turbulente Strömung in Kreisrohren. (Erscheint in den Forschungsarbeiten des Vereins deutscher Ingenieure und auszugsweise in der Zeitschr. f. angewandte Mathematik u. Mechanik.)

2) H. Blasius, Das Ähnlichkeitsgesetz bei Reibungsvorgängen in Flüssigkeiten. Forschungsarbeiten d. Ver. deutsch. Ing. Heft 131, S. 12, 1913.

1) L. Schiller, l. c.

gesetz (2) geht also ebenfalls in die veränderte Form über:

$$\Delta p = \lambda \cdot l \frac{\varrho \overline{u}^2}{2r} + c \cdot \varrho \frac{\overline{u}^2}{2} \quad (1 < c < 1{,}4). \qquad (4)$$

Hierin kann λ nur dann den unter (2) angegebenen Wert haben, wenn angenommen werden darf, daß die Flüssigkeit bereits von der Einlaufstelle an turbulent ist, also bereits turbulent ankommt oder durch scharfrandigen Einlauf schnellstens turbulent wird. Wie gut in letzterem Fall tatsächlich die Gl. (4) erfüllt ist, zeigt das Ergebnis eigener Messungen[1]) mit Wasser an einem Rohr von 8 mm Durchmesser und 104 cm Länge, das in Fig. 2 niedergelegt

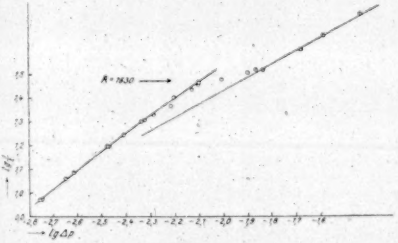


Fig. 2.

ist. Die Auftragung entspricht hier zum besseren Vergleich der von Sorkau meist angewandten: Abszisse $= \lg \Delta p$, Ordinate $= \lg \frac{1}{t}$ (t = Ausflußzeit für ein bestimmtes Volumen, hier berechnet auf 1 ccm). Die beiden Kurven entsprechen dem laminaren und dem turbulenten Zustand, erstere nach (3) und Kurve Fig. 1 berechnet, letztere nach (4) (mit λ nach Gl. (2) und $c = 1{,}4$). Die gemessenen Werte liegen bei den kleinen Geschwindigkeiten auf der laminaren Kurve und gehen bei $\lg \frac{1}{t} = 1{,}47$, entsprechend etwa $R = 1630$ (einem verhältnismäßig niedrigen Wert, der eben dem scharfrandigen Einlauf zuzuschreiben ist) ziemlich scharf in die turbulente Kurve über.

5. Was für ein Verhalten werden wir aber nun bei mehr oder weniger abgerundetem Einlaufstück zu erwarten haben, wie es bei der vollkommen aus Glas hergestellten Sorkauschen Apparatur gegeben war? Zunächst muß die Strömung bis zu wesentlich höheren Reynoldsschen Zahlen laminar bleiben. Dann kann aber auch bei einsetzender Turbulenz der Übergang auf die turbulente Kurve nur ganz allmählich erfolgen. Denn bereits Reynolds[1]) hat durch Versuche mit eingeführtem Farbstoff festgestellt, daß bei Einströmung aus ruhigem Vorratswasser und abgerundetem Mundstück die Turbulenz erst ein beträchtliches Stück vom Einlauf entfernt sich entwickelt, mit wachsender Geschwindigkeit langsam gegen die Einlaufstelle hinrückend. Das Widerstandsintegral, das durch die Druckdifferenz gegeben ist, setzt sich demgemäß zusammen aus einem zunächst kleinen, mit wachsender Geschwindigkeit zunehmenden, turbulenten und einem zunächst größeren, dann abnehmenden laminaren Anteil. Wir werden also einen ganz allmählichen Übergang der Meßpunkte vom laminaren zum turbulenten Ast erwarten müssen. Je höher die Geschwindigkeit anwächst, in einem desto größeren Teil des Rohres wird Gl. (2) gültig sein und um so näher werden die gemessenen Punkte dem durch Gl. (4) angegebenen Wert rücken.

6. Mit den hier gegebenen Grundlagen gelingt es unschwer, die Sorkauschen Versuchsergebnisse zu diskutieren, ohne mit Herrn Sorkau die Existenz verschiedener Turbulenzstadien annehmen zu müssen. Zu diesem Zweck seien aus dem außerordentlich großen Versuchsmaterial einige wenige Proben herausgegriffen, die in den Fig. 3—7 wiedergegeben sind. In allen Figuren stellen die kleinen Kreise Herrn Sorkaus Versuchsdaten dar. Abszisse ist $\lg \Delta p$, Ordinate $\lg \frac{1}{t}$ (t = Ausflußzeit für das jeweils bei Sorkau benutzte Volumen). Die obere ausgezogene Kurve der laminaren Strömung haben wir nach Gleichung (3) berechnet unter Zugrundelegung der von Sorkau angegebenen Dimensionen des Apparats und Werten für μ und ϱ, die wir Landolt-Börnstein, Kohlrausch oder Beilstein entnommen bzw. aus dortigen Werten interpoliert haben. Die untere ausgezogene Kurve der turbulenten Strömung wurde mit den gleichen Unterlagen nach Gl. (4) und mit einem Wert von $c = 1{,}4$ berechnet. Da 1,4 für scharfen Einlauf gilt, die beiden Sorkauschen Apparaturen jedoch mehr oder weniger abgerundeten Einlauf besessen haben dürften, so liegt dieser Wert wohl etwas zu hoch. Jedoch liefert auch der niedrigst mögliche Wert von ca. 1,1 eine nicht viel höher liegende Kurve, so daß dieser Punkt nicht sehr von Belang ist, zumal die turbulente Kurve, wie in 5. erklärt wurde und wie die Figuren zeigen, doch nicht erreicht wurde.

7. Die Fig. 3—5 stellen Ergebnisse dar, die Herr Sorkau mit seiner älteren Apparatur

1) L. Schiller, l. c. Der schärfste Übergang wäre durch die Horizontale gegeben.

1) O. Reynolds, Scient. pap. II, S. 60.

gewonnen hat, deren Mundstück nicht sehr gleichmäßig verblasen war.

Die Punkte der Fig. 3 sind entnommen Arbeit Nr. 1, S. 594 und beziehen sich auf

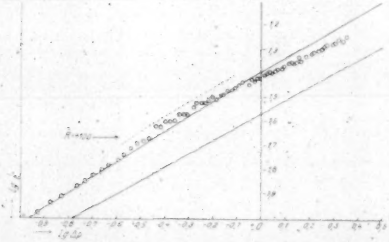


Fig. 3.

Trimethyläthylen von 30° C. Wir entnahmen (interpoliert) Beilstein $\varrho = 0{,}64$; $\mu = 0{,}0020$.

Fig. 4 stammt aus Nr. 2, S. 809: Äthylazetat von 30° C; nach Landolt-Börnstein $\varrho = 0{,}888$, $\mu = 0{,}00402$.

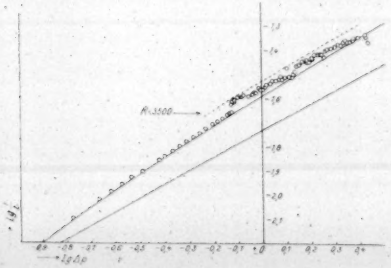


Fig. 4.

Fig. 5 aus Nr. 4, S. 762: Wasser von 50° C; $\varrho = 1{,}00$[1]); $\mu = 0{,}00551$ (Kohlrausch).

Zunächst sehen wir in allen Fällen ein ausgedehntes Gebiet, in dem die gemessenen Punkte, den Verhältnissen nach ausgezeichnet gut, mit der berechneten laminaren Kurve zusammenfallen. Es besteht also kein Zweifel, daß wir es hier tatsächlich mit der normalen Laminarströmung zu tun haben. Herr Sorkau nimmt für dieses Gebiet ganz oder größtenteils „Hagensche", d. h. die normale Turbulenz an und bezeichnet es mit „Turbulenz I", fußend auf der unrichtigen Annahme, daß für Laminarströmung hier das Gesetz (1) gelten müsse. Bei einem Wert der Reynoldsschen Zahl von etwa 3500—4000 muß man wohl nach dem dort auftretenden schwankenden Charakter der Messungen annehmen, daß hier Wirbelbildung

1) Also 1 Proz. zu hoch gerechnet.

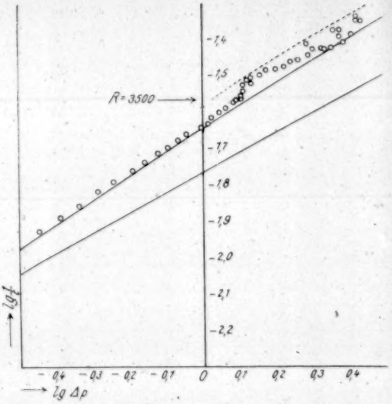


Fig. 5.

einsetzt. In Fig. 3 zeigt sich bei höheren Geschwindigkeitswerten der nach 5. zu erwartende allmähliche Übergang gegen die Turbulenzkurve hin, der wohl auch bei den Messungen der Fig. 4 und 5, sofern sie bis zu den gleichen Reynoldsschen Zahlen geführt worden wären, ersichtlich geworden wäre. Zu erwähnen ist hier jedoch die auffällige, von Herrn Sorkau nicht hervorgehobene Tatsache, daß bei dem kritischen Punkt eine Widerstandsverminderung aus den Messungen sich ergibt. Auch weiterhin bleibt der Widerstand zunächst noch unter dem laminaren. Da bei einsetzender Turbulenz man stets mit Schwankungen der Manometerflüssigkeit zu kämpfen hat, so wird man vielleicht geneigt sein, die Widerstandsverminderung nicht gelten zu lassen und auf Ablesefehler, Ungenauigkeit der Mittelbildung oder dergl. zu schieben. Ohne diese Möglichkeit näher zu diskutieren, möchten wir darauf hinweisen, daß die Messungen vielleicht doch zu Recht bestehen, möglicherweise tatsächlich eine Widerstandsverminderung vorhanden sein könnte. Bei den verhältnismäßig hohen Geschwindigkeiten wird nämlich ein beträchtlicher Teil der Druckenergie im laminaren Falle zur Beschleunigung der Kernströmung verbraucht[1]). Lösen sich nun bei der kritischen Geschwindigkeit am Einlauf zunächst einzelne Wirbel, so bedingen diese natürlich an sich eine Widerstandserhöhung. Sie hindern jedoch gleichzeitig das mit Energieverbrauch verknüpfte Anwachsen

1) An der Eintrittsstelle hat die Flüssigkeit etwa gleichförmige Geschwindigkeitsverteilung $= u$, bei der schließlichen parabolischen Verteilung der Poiseuilleschen Strömung herrscht in der Mitte die Geschwindigkeit $u = 2u$.

der Geschwindigkeit in den mittleren Teilen der Strömung. Ist der damit verbundene Energiegewinn größer als der Energieverlust durch den Wirbel an sich, so könnte — natürlich nur bis zu den Stellen, wo die Turbulenz sich entwickelt hat — in den ersten Teilen des Rohres eventuell eine Widerstandsverminderung auftreten. Im Bilde unserer Gl. (3) heißt dies, daß wir mit einem kleineren Wert für c zu rechnen hätten. Um einen quantitativen Überblick über diese Frage zu geben, haben wir den laminaren Widerstand auch berechnet mit $c = 1{,}4$, ohne daß wir gerade diesem Wert hier eine besondere Bedeutung zuschreiben, und ihn als gestrichelte Kurve eingetragen. Wie man sieht, bleibt die Widerstandsverminderung noch unterhalb der so gewonnenen Werte.

Herr Sorkau spricht das Gebiet oberhalb des laminaren (seines Turbulenzgebietes I) als ein Gebiet höherer Turbulenz an, wobei er dessen ersten, z. B. in Fig. 4 einigermaßen getrennt auftretenden Teil ($\lg \Delta p = -0{,}13$ bis $\lg \Delta p = +0{,}14$) in Arbeit Nr. 2 als Turbulenz II von dem letzten, Turbulenz III, getrennt wissen will. Diese Trennung läßt er, da sich II als sehr labil erweist, in den späteren Arbeiten fallen und behält außer der „Turbulenz I" nur noch „Turbulenz III" bei. Da sich hier aus den Beobachtungen ein annähernd quadratisches Widerstandsgesetz ergibt, so bezeichnet er dies Gebiet auch als ein Gebiet „reibungslosen Durchflusses", ausgehend von der Tatsache, daß auch die Toricellische Ausflußformel für reibungslose Flüssigkeiten eine quadratische Beziehung zwischen Druck und Ausflußgeschwindigkeit enthält. Um jedoch den bei ihm auftretenden von 1 verschiedenen Koeffizienten zu erklären, nimmt Herr Sorkau an, daß ein Strahl geringeren Querschnitts reibungslos an einer ruhenden, an der Wand haftenden Schicht entlang gleitet. Nach allem, was man über Flüssigkeitsreibung weiß, wird man dieser Betrachtungsweise hier nur formale Bedeutung zuerkennen können und auch dies nur für ein geringes Geschwindigkeitsgebiet und innerhalb der Anlaufstrecke. Bei voll ausgebildeter Turbulenz gilt eben (s. o. unter 2) mit weitgehender Genauigkeit das $^7/_4$-Potenzgesetz ($\Delta p \sim \bar{u}^{7/4}$).

Zu erwähnen ist hier noch, daß der von Herrn Sorkau aus seinen Messungen bei Wasser[1]) berechneten kritischen Zahl $R = 224$ keine Bedeutung zukommt. Diese gibt lediglich die Stelle an, von der ab sich das Korrektionsglied in Gl. (3) bemerkbar macht. Die wirklichen kritischen Zahlen liegen sichtlich bei 3500—4000.

1) Arbeit Nr. 4, S. 760.

8. Wesentlich durchsichtiger liegen die Verhältnisse noch bei neueren Messungen, die mit einem anderen Apparat (mit besser abgerundetem Einlaufstück) von Herrn Ugarte ausgeführt wurden und teilweise auch von Herrn Sorkau in dieser Zeitschrift veröffentlicht sind (Arbeit Nr. 6). Hiervon sind Fig. 6 und 7 entnommen.

Fig. 6[1]): Äthylazetat 25° C; $\varrho = 0{,}8944$; $\mu = 0{,}004264$ (Beilstein).

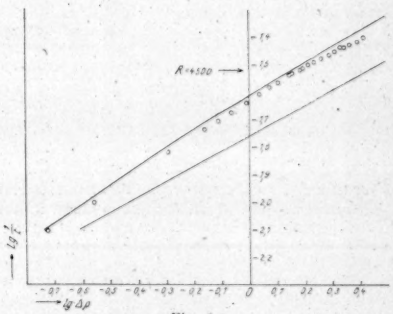


Fig. 6.

Fig. 7[2]): Chloroform 35° C; $\varrho = 1{,}4586$ (Beilstein); $\mu = 0{,}0049$ (Landolt-Börnstein).

Der laminare Teil der Beobachtungen liegt gut parallel, wenn auch etwas unter unserer berechneten Kurve; letzteres dürfte auf mögliche Materialverschiedenheiten zurückzuführen sein. Bei $R = 4500$ beginnt die Turbulenz und damit stetige Annäherung an die berechnete Turbulenzkurve, wie zu erwarten. Auch hier spricht Herr Sorkau den laminaren Teil als Turbulenz I, den Übergangsteil als Turbulenz III an. Der höher liegende kritische Wert

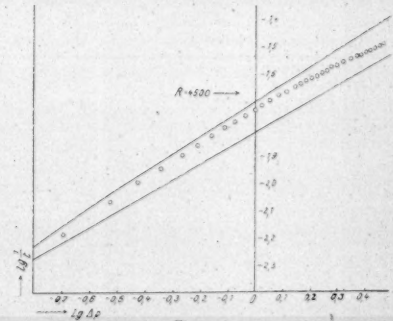


Fig. 7.

1) Nr. 10, Fig. 15.
2) Nr. 6, S. 583.

beruht auf der besseren Abrundung des Einlaufs. Eine Widerstandsverminderung mit Beginn der Wirbelablösung ist hier nicht vorhanden.

9. Zusammenfassung. Zunächst wurde eine allgemeine Darlegung der Widerstandsverhältnisse strömender Flüssigkeit in kurzen Rohrstücken gegeben. Auf Grund dieser Betrachtungen wurden die Sorkauschen Messungen einer Diskussion unterzogen, die diese im wesentlichen auf normale Laminar- und Turbulenzströmung zurückführt und damit die Annahme verschiedener „Turbulenzstadien" als hinfällig erscheinen läßt.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität, 8. August 1921.

(Eingegangen 22. August 1921.)

Über die Anwendung der Elektronenröhren bei den Versuchen mit dem sprechenden Lichtbogen und dem sprechenden Kondensator.

Von August Žáček.

Wollte man vor einem größeren Auditorium die Versuche mit dem sprechenden Lichtbogen oder dem sprechenden Kondensator vorführen, so war man bis jetzt gezwungen, einen, eventuell sogar mehrere, parallel geschaltete Starkstrommikrophone zu verwenden. Dagegen kann man eine intensive und dabei auch deutliche Reproduktion sowohl der Sprache als auch des Gesanges mit einem gewöhnlichen Schwachstrommikrophone erzielen, wenn man zuerst die Mikrophonströme mit Hilfe einer Elektronenröhre (Glühkathodenröhre) verstärkt.

Schaltungen, die sich dabei am besten bewährt haben, sind im folgenden beschrieben; in Fig. 1 ist das Schaltungsschema für den sprechenden Lichtbogen, in Fig. 2 dasjenige für den sprechenden Kondensator dargestellt.

Der möglichst lange elektrische Lichtbogen (Fig. 1) brennt zwischen zwei vertikal aufgestellten Flammendochtkohlen; den nötigen Strom von 5—10 Amp. liefert eine Akkumulatorenbatterie B von 120 Volt. Durch die Drosselspulen D_1, D_2 wird den Strömen, welche in der Primärspule des Induktoriums T_2 durch Veränderungen des Mikrophonstromes induziert werden, der Durchgang durch die Akkumulatorenbatterie B verhindert und dieselben über den Lichtbogen geleitet. Parallel zu den Polen des Lichtbogens ist die Primärspule (614 Windungen, ca. 1,7 Ohm) eines kleinen Induktoriums T_2 (von Hartmann-Braun, wird gewöhnlich zur Widerstandsmessung von Elektrolyten verwendet) über eine Batterie C von Telephonkondensatoren (20—30 MF.) geschaltet. Der Mikrophonkreis enthält einen gewöhnlichen Schwachstrommikrophon M, eine sechsvoltige Akkumulatorenbatterie und die Primärspule eines kleinen medizinischen Induktoriums T_1. Zur Verstärkung der Variationen des Mikrophonstromes wurde eine 10-Watt-Senderröhre der Firma Telefunken verwendet. Den nötigen Heizstrom (3,05 Amp., 9,9 Volt) liefert eine zwölfvoltige Akkumulatorenbatterie. Das Gitter G der Elektronenröhre ist mit einem Pole der Sekundärspule des Induktoriums T_1 verbunden; der zweite Pol der Spule ist dagegen an den negativen Pol der Röhrenkathode geschaltet. Um die Variationen der Gitterspannung, welche durch die Veränderungen des Mikrophonstromes hervorgerufen werden, möglichst groß zu gestalten, schaltet man in den Gitterkreis einen Edisonakkumulator E ein; dadurch wird das Gitter auf einem negativen Potentiale von ungefähr -1 Volt der Kathode gegenüber gehalten, infolgedessen ist der Sekundärkreis stromlos, das Induktorium unbelastet und die Variationen der Gitterspannung erreichen dann die möglichst größten Werte. Der Anodenkreis der Röhre enthält neben der Anodenbatterie (260 Volt) noch die Sekundärspule des Induktoriums T_2 (3600 Windungen, 84 Ohm).

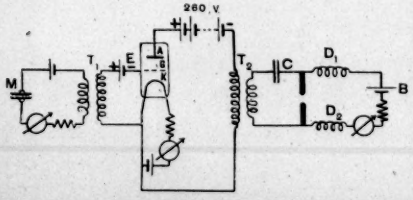


Fig. 1.

Die Wirkung der ganzen Anordnung ist klar: Wird gegen die Membrane des Mikrophons gesprochen, so verändert sich im Takte der auffallenden Schallwellen der Mikrophonstrom, wodurch weiter die Variationen der Gitterspannung entstehen. Durch dieselben werden weiter Variationen des Anodenstromes hervorgerufen, welche durch das Induktorium T_2 transformiert und über den Lichtbogen geführt werden: der Lichtbogen reproduziert die gegen die Mikrophonmembrane gesprochene Sprache. Die Reproduktion sowohl der Sprache als auch des Gesanges ist intensiv, klar und deutlich.

Eine ähnliche Anordnung wird auch bei dem sprechenden Kondensator angewendet. Der Mikrophonkreis sowie auch der Gitterkreis der Elektronenröhre sind identisch mit denjenigen bei der Schaltung für sprechenden Lichtbogen. In dem Anodenkreise der Röhre ist ein

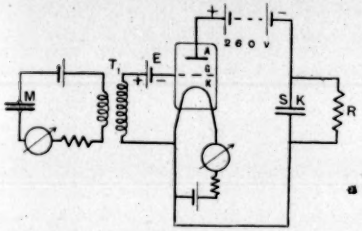


Fig. 2.

sprechender Kondensator SK (nach Ort-Rieger) über eine Anodenbatterie (von 260 Volt) eingeschaltet; parallel zu demselben liegt ein großer, Ohmscher Widerstand R, durch welchen die Gleichstromkomponente des Anodenstromes hindurchfließt. Die Variationen der Spannung an dem Widerstande R, die durch die Veränderungen des Anodenstromes bzw. des Mikrophonstromes hervorgerufen werden, werden somit auf den sprechenden Kondensator überführt. Dieselben haben das Tempo der auf die Mikrophonmembrane auffallenden Schallwellen und werden durch den Kondensator reproduziert. Es wurden die besten Resultate erreicht, indem man zirka 10000 Ohm parallel zum Kondensator SK schaltete. Die Reproduktion der Sprache und des Gesanges ist auch hier sehr intensiv und klar.

Bei Verwendung von zwei parallel geschalteten Elektronenröhren wurde die Lautstärke in beiden Fällen nur unbedeutend gesteigert.

Prag, Phys. Institut d. böhm. Universität am 11. August 1921.

(Eingegangen 6. September 1921.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN JENA VOM 18.—24. SEPTEMBER 1921.

B. Gudden u. R. Pohl, Über lichtelektrische Leitfähigkeit. Zusammenfassung der beiden auf der Jenenser Tagung gehaltenen Vorträge.

§ 1.

Im Laufe der Jahre ist eine ganze Reihe von Stoffen bekannt geworden, deren elektrischer Widerstand sich ähnlich wie beim Selen durch Bestrahlung mit Licht vermindert, oder die „lichtelektrische Leitfähigkeit" zeigen. Wir nennen als Beispiele die Halogenide des Ag[1]), Kupferjodür[1]), die Sulfide des Sb (Antimonit)[1]), Mo (Molybdänglanz)[3a]), Ag (Akanthit)[3b]) u. a.; das alles sind schon im Dunkeln mehr oder minder gute Leiter der Elektrizität.

Doch zeigen auch Körper, die im Dunkeln Isolatoren sind, oft eine ausgesprochene lichtelektrische Leitfähigkeit, z. B. ZnS, HgS[4a]), durch Röntgenlicht oder auf anderem Wege kolloidal gefärbtes $NaCl$[5]), Wulfenit, Diamant[1c]) u. a.

Bei solchen Isolatoren läßt sich die lichtelektrische Leitfähigkeit besonders einfach nachweisen: Man verbindet nach Art der Fig. 1 einen einige Kubikmillimeter großen ZnS oder Diamantkristall mit einem Braunschen Elektrometer. Man lädt mit einer Siegellackstange auf und findet im Dunkeln statische Isolation. Bei Bestrahlung mit Bogenlicht aber klappt der Zeiger im Bruchteil einer Sekunde herunter[4f]). Für Messungen benutzt man auch bei Isolatoren besser ein Drehspulgalvanometer; als Stromquelle

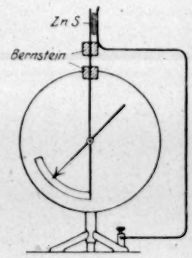


Fig. 1.

dient eine Akkumulatorenbatterie von etlichen 1000 Volt.

§ 2.

Für alle Fälle lichtelektrischer Leitfähigkeit findet man eine Reihe charakteristischer, aber höchst unübersichtlicher Tatsachen:

1. Der lichtelektrische Strom ist träge, sowohl im Anstieg nach Beginn, wie im Abfall nach Schluß der Belichtung. Fig. 2 zeigt den Verlauf. Die Kurve ist am CdS gemessen, das eine ganz besonders hohe Trägheit aufweist[4a]).

2. Der lichtelektrische Strom steigt mit der Lichtintensität weniger als proportional. Man erhält je nach der benutzten Wellenlänge und Spannung mehr oder weniger gekrümmte Kurven. Fig. 3 gibt Messungen an ZnS[4a]).

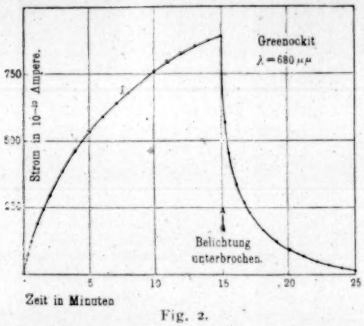


Fig. 2.

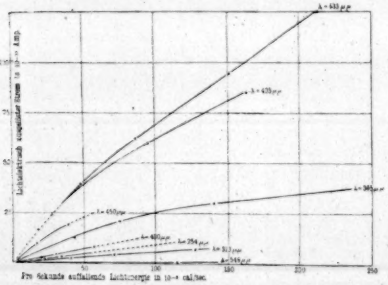


Fig. 3.

3. Zwischen dem lichtelektrischen Strom und der benutzten Spannung findet man Abhängigkeiten aller Art je nach benutzter Lichtintensität und Wellenlänge. Die schematische Fig. 4 gibt Beispiele.

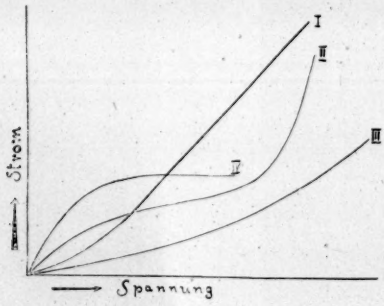


Fig. 4.

4. Für konstante Lichtenergie und Spannung hängt der lichtelektrische Strom stark von der Wellenlänge des Lichtes ab. Die Fig. 5, 12, 13

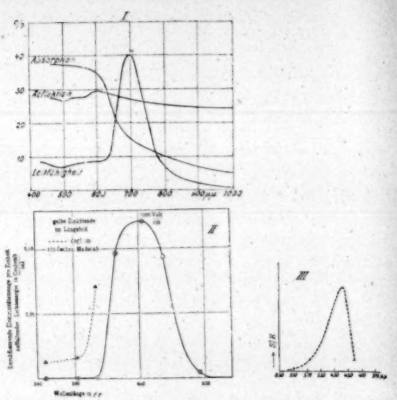


Fig. 5. Abhängigkeit der lichtelektrischen Leitfähigkeit von der Wellenlänge des erregenden Lichtes.
I. Selen (diese Zeitschr. **10**, 340, 1909).
II. Zinkblende (Zeitschr. f. Phys. **5**, 176, 1921).
III. Röntgenbestrahltes Steinsalz (Ann. d. Phys. **64**, 1, 1921).

geben einige typische Maxima, wie sie der Strom in gewissen Spektralgebieten aufweist[2, 3, 4a, 5]).

5. Das Bild der spektralen Verteilung wechselt bei langer Einwirkung gewisser Lichtwellenlängen. Vorhandene Maxima verschwinden und neue treten hervor. (Besonders ausgesprochen an Wulfenit beobachtet.)

Die eben aufgezählten Tatsachen finden sich nun, und das möge als wesentlich noch einmal betont werden, keineswegs nur beim Selen, bei dem sie seit langem bekannt sind. Sie sind vielmehr ganz allgemein für alle Stoffe mit lichtelektrischer Leitfähigkeit charakteristisch, d. h. also auch für Körper, die den technischen Selenpräparaten in physikalischer und chemischer Hinsicht so fern stehen, wie die kompliziert aufgebauten Lenardschen Phosphore[4b]) oder ein klarer durchsichtiger Diamantkristall[4c]). Es muß also diesen Tatsachen ein sehr allgemeiner, von den besonderen Eigenschaften des Körpers weitgehend unabhängiger Vorgang zugrunde liegen.

Es ist bisher nicht gelungen diesen Vorgang klarzustellen, obwohl allein über die Lichtempfindlichkeit des Selens mehr als 500 Arbeiten veröffentlicht sind[2]).

§ 3.

Nun scheint das Selen überhaupt nicht recht geeignet, um den Mechanismus der lichtelektrischen Leitfähigkeit zu untersuchen; denn beim Selen ist neben dem vom Licht hervorgerufenen Strom ein zweiter, seinem Wesen nach nicht minder ungeklärter Vorgang vorhanden, nämlich

der Stromdurchgang, der der Dunkelleitfähigkeit des Selens entspricht. Benutzt man einen Isolator zur Untersuchung der lichtelektrischen Leitfähigkeit, so bedeutet das eine wesentliche Vereinfachung der Bedingungen.

Eine zweite Vereinfachung ergibt die Beschränkung auf eine möglichst kleine räumliche Dichte der absorbierten Lichtenergie.

Unter diesen Umständen gelingt es, den lichtelektrischen Strom in zwei ganz verschiedenartige Bestandteile zu zerlegen:

1. einen primären Strom I_p, der zeitlos einsetzt, mit wachsender Spannung gesättigt werden kann und der Lichtenergie proportional ist.

2. einem sekundären Strom I_s, der sich zeitlich langsam ausbildet, keine einfachen Gesetze befolgt, und wahrscheinlich elektrolytischer Natur ist.

§ 4.

Zur Durchführung dieser Trennung wurden ein hochempfindliches Stoßgalvanometer und kurze, aber meßbar veränderliche Belichtungszeiten benutzt. Ist nur der primäre Strom vorhanden, der zeitlos einsetzt und dann konstant bleibt, so muß der Stoßausschlag des Galvanometers linear mit der Belichtungszeit ansteigen, Kurve *a* in Fig. 6. Tritt eine sekundäre Leitfähigkeit hinzu, die zeitlich nach einem nicht näher bekannten Gesetze ansteigt, so nimmt die Kurve die verwickelte Gestalt *c* der Fig. 6 an. Wie aber auch im einzelnen der zeitliche Anstieg des sekundären Stromes erfolgt, sicher kann man ihn mit um so größerer Annäherung

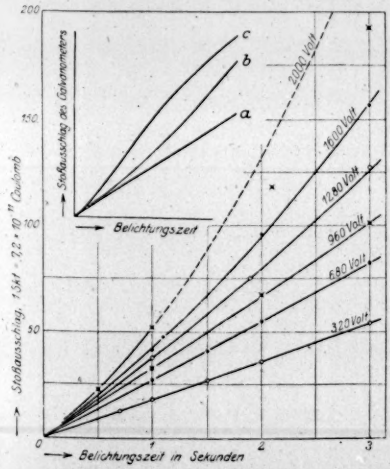


Fig. 6.

als linear betrachten, je mehr man die Beobachtung auf die ersten und hinreichend kurz gewählten Zeiten beschränkt, und je kleiner man die räumliche Dichte des absorbierten Lichtes wählt. Gelingt es durch Beschränkung auf kurze Dauer und Dichte des Lichtes den Anstieg des sekundären Stromes linear zu erhalten, so haben wir statt des unübersichtlichen Kurvenzuges *c* eine schwach nach oben gekrümmte Parabel *b* der Form $q = I_p \cdot t + i_s \cdot t^2$ zu erwarten.

Dieser parabolische Verlauf wird in der Tat beobachtet[4][c]). Fig. 6 gibt ein Beispiel für einen regulären *ZnS* Kristall und die Wellenlänge 436 $\mu\mu$. Berechnet man I_p, so erhält man die Sättigungskurve der Fig. 7 und findet I_p der Lichtenergie proportional (Fig. 8).

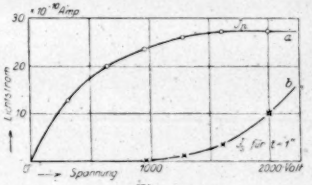


Fig. 7.

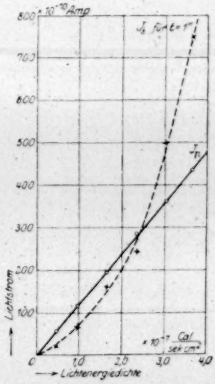


Fig. 8.

Für den primären Strom gelten also klare einfache Gesetze, wir haben Sättigung und Energieproportionalität; somit zweifellos ein Fortschritt gegenüber dem unübersichtlichen Bild, das die alten Beobachtungen über den gesamten lichtelektrischen Strom ergeben hatten*). Alles, was das Bild der älteren Beobachtungen so verwickelt

*) Frühere Beobachtungen Kämpfs über Sättigungsströme an Selen (diese Zeitschr. 13, 689, 1912) finden ihre Erklärung in einem leicht erkennbaren Schaltungsfehler.

gestaltet hat, und was man vor allem in den zahllosen Selenarbeiten beschrieben findet, ist auf Rechnung des sekundären Stromes zu setzen. Er ist, wenn wir seine Größe etwa eine Sekunde nach Einsatz der Belichtung messen, keineswegs der Energie proportional, sondern zeigt den Verlauf der Kurve I_s in Fig. 8. Auch zeigt er keine Spur einer Sättigung, sondern steigt rasch mit der Spannung an. Vor allem aber setzt er erst bei einem gewissen Wert der Feldstärke ein. In unserm Beispiel der Fig. 7 bei 10000 Volt/cm*). Das aber gibt die Möglichkeit, bei den Experimenten den sekundären Strom auszuschalten. Es muß erst einmal die Grundlage der lichtelektrischen Leitfähigkeit: der primäre Strom klargestellt werden, bevor man an die Untersuchung des sekundären Stromes denken kann. Es scheint für die verschiedenen lichtelektrisch leitenden Körper verschiedene Ursachen zu haben und wird stark in das photochemische und elektrochemische Gebiet hinüberführen.

Wir lassen demgemäß im weiteren den sekundären Strom ganz beiseite und versuchen zunächst nur vom Wesen des primären Stromes eine nähere Anschauung zu gewinnen.

§ 5.

Wir haben bisher den primären Strom nur formal behandelt als $\frac{dq}{dt}$, wenn q die vom Stoßgalvanometer für die Belichtungszeit t gemessene Elektrizitätsmenge ist. Es ist daher noch eine Frage, ob diese Elektrizitätsmenge nur influenziert, oder wirklich transportiert ist, d. h. ob es sich im bestrahlten Kristall um Dipolbildung oder um Leitung handelt. Im Fall der Leitung mußte es unipolare Leitung sein, da der Primärvorgang in Isolatoren stets mit dem Auftreten von Gegenfeldern verbunden ist[4h]). Diese Gegenfelder von mehreren 1000 Volt/cm lassen sich nur entweder durch Polarisation oder durch Raumladung erklären. Der Versuch entscheidet für letztere und zwar mit positivem Vorzeichen und beweist damit Leitung ausschließlich oder überwiegend durch negative Träger[4h]).

§ 6.

Zur Ausführung des Versuches diente die in Fig. 9 wiedergegebene Anordnung. Ein ZnS-Kristall ist an beiden Enden mit dem positiven und negativen Pol einer in der Mitte geerdeten Hochspannungsbatterie von 2400 Volt verbunden. Seiner auf dem Potential Null befindlichen Mitte gegenüber steht eine mit einem Zweifadenelektrometer verbundene Sonde. Die Feldstärke im Kristall liegt weit unterhalb der für das Auftreten der Sekundärvorgänge erforderlichen. Bei Belichtung des Kristalls zeigt das Elektrometer unabhängig von der Feldrichtung stets positive Aufladung. Dipolbildung scheidet also aus, vielmehr liegt Raumladung vor infolge Abwanderung von negativen Trägern.

*) Kristalldicke war 1 mm.

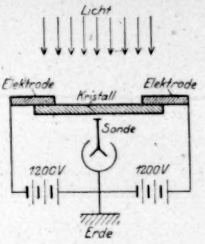


Fig. 9.

§ 7.

Der Primärvorgang verläuft in formaler Analogie zur Elektrizitätsleitung in Gasen: Belichtet man nur einen schmalen Streifen zwischen den Elektroden, so schreitet die Elektrizitätsbewegung ungehindert durch die dunklen nicht bestrahlten Kristallteile weiter, obwohl es sich nicht um ein Gas, sondern um ein festes Kristallgitter handelt. Diese an leitenden lichtempfindlichen Stoffen, wie Selen, längst gemachte Beobachtung führt bei den Isolatoren zur wichtigen neuen Erkenntnis, daß es sich in solchen teilweise belichteten Kristallen keineswegs um eine Reihenschaltung von Widerständen handelt, von denen der jeweils belichtete verkleinert wird; vielmehr wird beobachtet, daß bei Belichtung des mittleren Drittels etwa eines ZnS-Kristalles der verschwindend kleine Dunkelstrom nicht nur auf das $1^1/_2$fache ansteigt, wie es bei Änderung des spezifischen Widerstandes im bestrahlten Mittelstück sein müßte, sondern das 100 oder gar 1000fache erreicht[4h]).

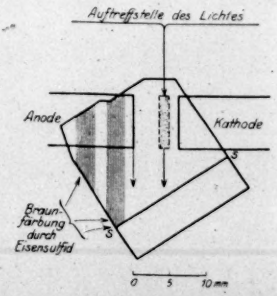


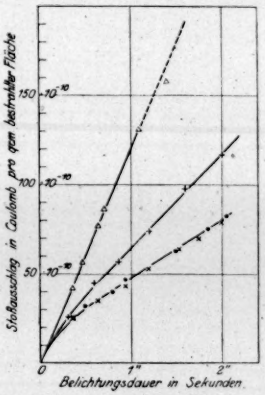
Fig. 10.

Weiter ist die Elektrizitätsausbeute im homogenen Kristall völlig unabhängig von der Lage des belichteten Streifens innerhalb der Strombahn (Fig. 10)[4h]).

Die Analogie zur Gasionisation geht noch weiter. Bei Belichtung eines doppelten Streifens wird die doppelte, bei n facher Breite die n fache Elektrizitätsmenge beweglich gemacht.

§ 8.

Der Versuch scheint damit zunächst nicht in Einklang, da eine um so kleinere Elektrizitätsmenge pro Quadratzentimeter belichteter Fläche beobachtet wird, ein je kleinerer Bruchteil der Strombahn belichtet wird. Dieser scheinbare Widerspruch löst sich aber, wenn man an die auftretenden Raumladungen denkt: Die die Ausbeute herabsetzenden Feldverzerrungen sind um so schädigender, je größere unbelichtete Teile des Isolators dem belichteten Teile vorgeschaltet sind. Vergleichbar sind daher nur die auf die Belichtungszeit Null extrapolierten Werte. Fig. 11 gibt eine solche Meßreihe an



× ¼ | ● ²⁄₄ | + ¾ | △ ⁴⁄₄ | der Fläche zwischen den Elektroden bestrahlt (Punktierte Fläche in Fig. 10.)

Fig. 11.

ZnS, die in der Tat durch die für alle belichteten Bruchteile im Nullpunkt gleiche Tangente beweist, daß die in Teilflächen ausgelösten Elektrizitätsträger sich in der Gesamtfläche einfach addieren.

§ 9.

Ob Elektronen oder Ionen unter der Einwirkung des Lichtes wandern, ist noch unentschieden. Wer Scholls Arbeit[7]) über feuchtes Jodsilber kennt, wird an Elektronen denken. Auch wir halten Elektronen für wahrscheinlich, aber nicht für sicher.

Mit der Tatsache der verlustlosen Weiterleitung der einmal ausgelösten Elektrizitätsträger unter Gültigkeit eines Additionsgesetzes führt der lichtelektrische Strom mitten in das Problem der Elektrizitätsleitung durch feste, im besonderen kristallinische Körper. Wir wissen über die Elektrizitätsleitung in Kristallen noch sehr wenig, wissen nicht, wann Elektronen von Atom zu Atom weitergereicht werden, oder wann sich ganze Ionenketten verschieben. Wir sehen aber die Aufgabe, die Tatsachen der lichtelektrischen Leitfähigkeit für das allgemeine Problem der Elektrizitätsleitung durch Kristalle nutzbar zu machen.

§ 10.

Die zweite Frage, die sich bei der Behandlung der lichtelektrischen Leitfähigkeit aufdrängt, ist die nach ihrem Zusammenhang mit der Optik. Da kann man zunächst feststellen, daß man bei dem primären lichtelektrischen Strom in keinem Falle mehr Elektrizitätsatome beobachtet, als man nach der Quantenbeziehung erwarten soll, wenn q cal. Licht in n Elementarprozessen von der Energie $h\nu$ umgesetzt werden. Man hat dann im sichtbaren Gebiet etwa $2 \frac{\text{Coul}}{\text{cal}}$ zu erwarten. Wir haben diese Zahl angenähert erreicht, aber nie überschritten. Weiter liegt die Analogie zum gewöhnlichen lichtelektrischen Oberflächeneffekt auf der Hand. Dann fragt sich, an welchen Teilen im Kristallinnern die Elektronen vom Licht abgespalten werden. Einstweilen müssen wir da verschiedene Fälle unterscheiden. In Steinsalz und Sylvin, die Röntgen untersucht hat[5]), sind es wahrscheinlich kolloidale Metallteile, die zuvor durch Bestrahlung mit Röntgenlicht abgeschieden worden sind und eine mehr oder minder lebhafte Fremdfärbung der Kristalle verursachen. Doch kann man mit dieser Vorstellung das Bild der spektralen Verteilung, das Röntgen z. B. an Steinsalz beobachtet hat (vgl. Fig. 5, III), nur zum Teil erklären. Es ist durchaus nicht alles Licht, das in den kolloidalen Teilen absorbiert wird, für die lichtelektrische Leitung wirksam; wir verweisen besonders auf den bemerkenswerten steilen Abfall der Kurve (Fig. 5, III) im Gebiet der kürzeren Wellen, der uns auch weiterhin unter ganz anderen Bedingungen begegnen wird.

An einen lichtelektrischen Effekt an fein verteilten Beimengungen kann man auch noch bei den Phosphoren denken. Ein Phosphor ist ein inhomogenes Gebilde. In ihm können Molekülkomplexe oder Mikrokristalle, die Lenard Zentren nennt, Sitz eines primären lichtelektri-

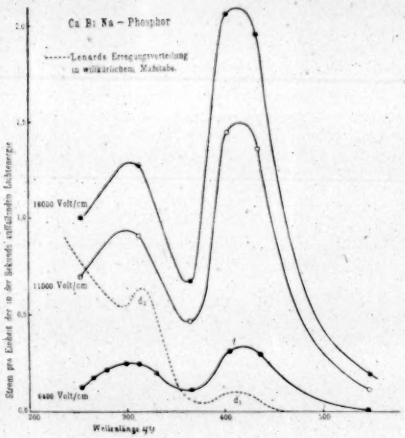


Fig. 12.

schen Vorganges sein, wie ihn Lenard schon lange als Ursache der Phosphoreszenz angenommen hat. Auf jeden Fall stimmt die spektrale Verteilung der lichtelektrischen Leitfähigkeit weitgehend mit der Verteilung der Phosphoreszenzerregung überein, die lichtelektrische Leitfähigkeit bietet geradezu einen neuen Weg, die Eigenfrequenzen oder Energiestufen der Phosphoreszenzzentren nachzuweisen (Fig. 12)[4b, 4d].

Am wichtigsten aber scheint uns die dritte und größte Gruppe der lichtelektrisch erregbaren Körper zu sein, in denen die Abspaltung der Elektrizitätsträger nicht an Beimengungen, sondern an Molekülen des Gitters selbst erfolgt. Als Vertreter dieser Gruppe nennen wir Diamant, Zinksulfid und Zinnober. Im Diamant setzt jede spektral nachweisbare Verunreinigung die Größe des lichtelektrischen Stromes erheblich, d. h. um 1 oder 2 Zehnerpotenzen herunter[4c]. Das gleiche gilt vom Zinksulfid, das leider nur höchst selten in wasserklaren Stücken erhältlich ist[4c].

Beim Zinnober kann man im polarisierten Licht zeigen, daß die spektrale Lage der lichtelektrischen Leitfähigkeit mit der der Eigenabsorption zusammenhängt[6]. Das Maximum der lichtelektrischen Leitfähigkeit verschiebt sich nach Roses Messungen bei der Drehung des elektrischen Lichtvektors genau im Sinne des Dichroismus. Auch wandert es bei einer Temperatursteigerung mit der Kante der optischen Eigenabsorption zu längeren Wellen (Fig. 13).

Bei den Stoffen mit Eigenabsorption besteht das Charakteristische der spektralen Verteilungen im folgenden:

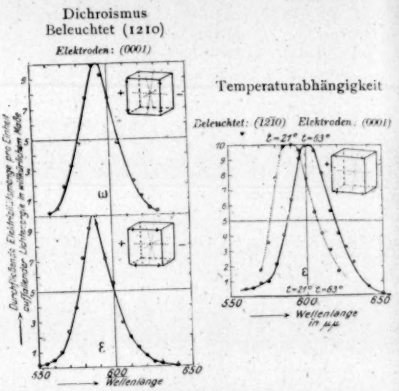


Fig. 13. (Zinnober.)

Der Anstieg der lichtelektrischen Leitfähigkeit liegt vor der eigentlichen Absorptionsbande, an der Kante derselben fällt sie ziemlich steil zu kurzen Wellen ab. Im eigentlichen Absorptionsgebiet ist sie nur klein. Nach langem Zweifeln neigen wir jetzt doch der Ansicht zu, daß diese Maxima eine physikalische Bedeutung haben und nicht durch sekundäre Einflüsse, etwa zu kleine Lichteindringungstiefe, vorgetäuscht werden. Am Anfang der optischen Absorptionsbande spielt sich offenbar ein besonderer Vorgang ab. Wir erwähnten vorhin, daß fremde Beimengungen z. B. am Diamanten die lichtelektrische Leitfähigkeit heruntersetzen, auch dort liegt die Hauptstörung am Anfang der Bande, am meisten wird die Leitfähigkeit bei der Wellenlänge (Fig. 14) geschwächt, die durch die Verunreinigungen gerade noch hindurchgeht.

Sicher hängt die lichtelektrische Leitfähigkeit mit der Lichtbrechung zusammen, denn sie

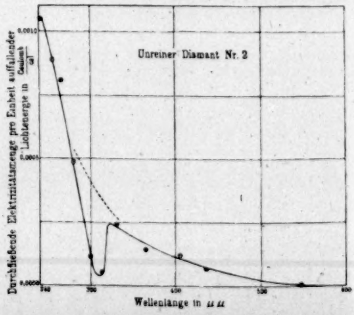


Fig. 14.

findet sich immer nur dort, wo der Brechungsindex bereits außerhalb der Absorptionsbande größer als 2 ist. D. h. die Größe des Brechungsindex darf nach der Drudeschen Theorie nicht dadurch bestimmt werden, daß $\nu = \nu_0$, sondern ϑ *), das die Verschieblichkeit der Elektronen ausdrückt, muß einen hohen Wert besitzen. n größer als 2 ist ein gemeinsames Merkmal aller Stoffe mit lichtelektrischer Leitfähigkeit **). Dieser Ausblick bilde den Schluß. Der Zusammenhang mit Absorption, Brechung und Dispersion des Lichtes, scheint nicht minder wichtig als der mit Kristallstruktur und Kristallleitung. Eine Klärung dieser Fragen ist noch keineswegs erreicht, scheint aber Erfolg versprechend angebahnt.

Literaturverzeichnis.

1) W. Hallwachs, Lichtelektrizität, § 39 in Handbuch der Radiologie, Bd. III.
2) Chr. Ries, Das Selen. Verlag Huber in Diessen 1918.
3) W. W. Coblentz,
a) Scientific Papers of the Bureau of Standards **15**, 121, 1919.
b) Scientific Papers of the Bureau of Standards **15**, 231, 1919.
4) B. Gudden u. R. Pohl,
a) Zeitschr. f. Phys. **2**, 361, 1920.
b) Zeitschr. f. Phys. **3**, 98, 1920.
c) Zeitschr. f. Phys. **3**, 123, 1920.
d) Zeitschr. f. Phys. **4**, 206, 1921.
e) Zeitschr. f. Phys. **5**, 176, 1921.
f) Zeitschr. f. Phys. **5**, 387, 1921.
g) Zeitschr. f. Phys. **6**, 248, 1921.
h) Zeitschr. f. Phys. **7**, 65, 1921.
5) W. C. Röntgen, Ann. d. Phys. **64**, 1. 1921.
6) H. Rose, Zeitschr. f. Phys. **6**, 174, 1921.
7) H. Scholl, Ann. d. Phys. **16**, 193, 417, 1905.

Diskussion.

A. Becker: Ich darf vielleicht bemerken, daß der Charakter des hier untersuchten Leitvorgangs offenbar ganz ähnlich ist dem vor über 15 Jahren zuerst von mir bezüglich der Leitfähigkeitserregung in festen Isolatoren durch Kathodenbestrahlung festgestellten. Auch die Fortsetzung dieser Untersuchung durch Herrn Ebeling und namentlich Herrn Eisenhut im Heidelberger Institut gelangte zu quantitativen Beziehungen, die weitgehende Ähnlichkeit mit den hier vorgetragenen zeigen. Bei allen diesen Erscheinungen liegt offenbar der gleiche Grundvorgang der Elektronenauslösung im Körperinnern vor.

H. Rubens: Vor einigen Jahren hat ein Amerikaner an nadelförmigen Selenkristallen gezeigt, daß eine Belichtung des einen Endes die elektrische Leitfähigkeit des ganzen Kristalles beeinflußt.

Pohl: Der amerikanische Autor, den Herr Geheimrat Rubens erwähnt, ist F. C. Brown Herr Brown hat zwei hierher gehörige Versuche gemacht: Einmal befand sich der belichtete Streifen des nadelförmigen Selenkristalles zwischen den Elektroden. Dabei handelte es sich um den Fall der Serienschaltung von belichteten und unbelichteten Widerständen, den Herr Dr. Gudden gerade ausschloß. Das zweite Mal befand sich der belichtete Streifen außerhalb der Elektroden. Dann diffundierte ein bisher nicht näher bekanntes widerstandverminderndes Agens in den Elektrodenzwischenraum herein. Brown hält selbst eine Diffusion von Licht für möglich. Dr. Gudden und ich haben von ZnS diese zweite von Brown beobachtete Wirkung nicht auffinden können.

Richard Weichmann, Ein Banden-Absorptionsspektrum des Wassers bei Wellenlängen von mehreren Dezimetern. (Auszug aus der Inaugural-Dissertation.)

Die letzten Arbeiten über die Brechung und Absorption des Wassers für elektrische Wellen umfassen den Bereich von $\lambda = 250$ cm bis $\lambda = 0{,}3$ cm. Es liegen für dieses Gebiet des elektromagnetischen Spektrums des Wassers, von zahlreichen, älteren Arbeiten abgesehen, Untersuchungen von Rukop[1]), Rückert[2]), Eckert[3]) und Möbius[4]) vor. Obwohl alle vier Autoren mit großer Exaktheit gearbeitet haben, lassen sich doch ihre Meßresultate nicht widerspruchslos aneinander reihen. Über diese Unstimmigkeiten soll diese und werden hoffentlich weitere Arbeiten Aufschluß geben. Denn die neueste Debyesche[5]) Theorie über die hohe Dielektrizitätskonstante vieler Flüssigkeiten drängt zur genauen Kenntnis ihrer Dispersionen und Absorptionen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Grenzgebiet der Rukop- und Rückertschen Messungen und umfaßt nahezu das Rukopsche Gebiet unter Hinzunahme der erforderlichen Absorptionsmessungen. Sie zeigt weiter den Weg, wie man den Anschluß bis an die Eckertschen Messungen mit Hilfe der Drahtwellen erreichen kann, und wie sich dabei die Fehlergrenze auf ein Minimum beschränken läßt.

Die große Verwirrung in den bisher vorliegenden, mannigfachen Meßresultaten im elektromagnetischen Spektrum des Wassers warnt vor einer Überschätzung der Meßgenauigkeit und

*) Vgl. Drude, Lehrbuch d. Optik, Kap. V, Hirzel 1912.
**) Außer den oben erwähnten Kristallen seien als neu aufgefunden noch aufgeführt: Anatas, Rutil, Pyrargyrit, Proustit, Lorandit, Vanadinit, Endlichit, Krokoit.

1) Rukop, Ann. d. Phys. **42**, 489, 1913.
2) Rückert, Greifswalder Dissertation 1918.
3) Eckert, Berliner Dissertation 1913.
4) Möbius, Ann. d. Phys. **62**, 293, 1920.
5) Debye, diese Zeitschr. **13**, 97, 1912.

fordert eine außerordentlich zuverlässig arbeitende Apparatur. Zur Messung der Dispersion und Absorption des Wassers wurde die Methode der Drahtwellen angewandt, wie sie auch von Rukop und Rückert benutzt wurde. Diese von Drude ausgebildete Methode hat den wesentlichen Vorteil, daß sich bei ihr durch das Verhältnis der Wellenlänge in Luft zu der in der betreffenden Substanz der Brechungsexponent direkt ergibt, ohne quantitative Intensitätsmessungen erforderlich zu machen. Wenn auch die Versuchsanordnung der vorliegenden Arbeit sich im wesentlichen auf die Rukopschen und Rückertschen Anordnungen stützte, so wurde sie doch im Verlauf vieler Vorversuche derartig modifiziert, daß eine Beschreibung der endgültigen Form hier zweckmäßig erscheint. Es wurde vor allem darauf gesehen, die Fehlergrenze in der Längenbestimmung der λ-Werte auf ein Minimum zu beschränken, um so eine Bestimmung des Brechungsexponenten zu ermöglichen, die an Genauigkeit den optischen Methoden nahe kommt. Es wurden zwei Apparaturen benutzt, die sich nur in ihren Dimensionen unterscheiden. Die Fig. 1 zeigt die Apparatur, wie sie für

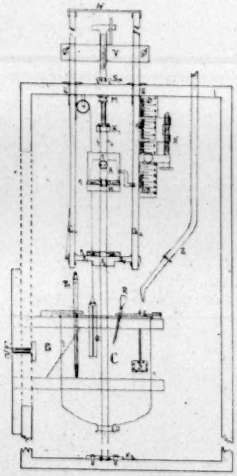


Fig. 1.

die Messungen von $\lambda = 37$ cm an abwärts benutzt wurde. Die Lecherschen Drähte (L_1, L_2) durchsetzen ein festes Holzgestell in seiner ganzen Länge. Eine Spannvorrichtung (Sp) ermöglicht es, sie bis zum hellen Tönen zu bringen. Die Spannschraube wird durch eine Gegenmutter (M) fest gegen den Holzrahmen gepreßt, so daß ein seitliches Ausweichen der Drähte und damit eine Änderung der Kapazität und Selbstinduktion ausgeschlossen ist.

Begrenzt wurden sie durch zwei exakt gearbeitete, verschiebbare, polierte Plattenbrücken von 2,5 cm Durchmesser. Zwecks Erreichung eines stetigen, guten Kontakts wurde ihnen eine neue Form gegeben.

Die Brücken (P_1, P_2) bestehen aus zwei kreisförmigen, plangedrehten und polierten Platten. Zwei horizontale Bohrungen dienen zur Aufnahme der kleinen Druckbolzen (a), die durch die Druckfedern (b), von Gegenschrauben (c) gehalten, gegen die die Brücken durchsetzenden Lecherschen Drähte (L_1, L_2) drücken. So wird erreicht, daß jederzeit, bei und nach jeder Verschiebung der Platten, ein einwandfreier, stetiger Kontakt vorhanden ist. Um eine gleichmäßige, horizontale Verschiebung der Brücken zu ermöglichen, sind zwei Führungen (F_1, F_2) angebracht. F_2 trägt zwei seitliche Arme zur Aufnahme der Führungsglasstäbe (G_1, G_2), die ihrerseits noch zwei metallene, federnde Gleithülsen (U_1, U_2) durchsetzen, die das feste Holzgestell trägt. Der Glasstab (G_2) trägt eine Präzisionsmensur, auf die sich durch ein Mikrometerschraubensystem ein Nonius einspielen läßt. Durch die beiden Glasstäbe und ein weiteres Mikrometerschraubensystem (V) läßt sich die untere Brücke um 0,01 mm verschieben und ihre jeweilige Stellung durch eine Ablesevorrichtung (N) mit Lupe (Q) und Beleuchtungsvorrichtung (X) auf einem Präzisionsmaßstab nachprüfen.

Zur Aufnahme des zu untersuchenden Wassers befindet sich in dem vertikal verschiebbaren Gefäßhalter (Fig. 1: B) ein verhältnismäßig weites Glasgefäß (C), das durch einen eingekitteten Gummistopfen (D) nach unten verschlossen ist. Den Gummistopfen durchsetzen die Lecherschen Drähte (L_1, L_2) und ein Abflußrohr. Der Gefäßhalter (B) trägt ferner einen beweglichen Arm (E) mit einer Hartgummischraube (K), durch deren Nickelspitze ein Einspielen des Wasserspiegels in Höhe der Brückenstellung ermöglicht wird. Die Zuleitung (Z) mit fein ausgezogener Spitze gestattet eine bequeme Auffüllung des Meßgefäßes mit dem zu untersuchenden Wasser. Zwei Senkstäbe (O) von demselben Material und Durchmesser der Glasstäbe (G_1, G_2) bewegen sich automatisch, an einem Faden aufgehängt, der an der unteren Brücke befestigt ist und über eine Rolle läuft, im umgekehrten Sinne der Brücke (P_2). Sie tarieren die Wasserspiegelverschiebungen aus, die durch das Heben oder Senken der Stäbe (G_1, G_2) bedingt sind.

Oszill.	R_1	R_2	R_3	I	II III	IV V	VI	VII	VIII
l in mm	120	80	50	34	30 29	23 21	17,5	15	10
d in mm	8	5	5	4,7	4,7	4,7	4,7	3,8	4
B in cm	300—150	180—80	110—50	100—45	80—40	50—35	40—25	28—15	22—12

Als Indikator liegt ein empfindliches Thermokreuz (Fig. 1: T), eine Kombination von 0,015 mm dickem Eisen- und Konstantandraht zur oberen Brücke im Nebenschluß und ist auf vier Messingstäbchen von 2,5 mm Höhe in Kreuzform verlötet. Es besitzt eine Spannbreite von 3 mm und liegt zwischen den Lecherschen Drähten L_1, L_2, mit diesen äußerst schwach induktiv gekoppelt. Die Koppelung darf nur eine sehr lose sein, damit T selbst nur verschwindend wenig Energie verbraucht. Man muß dies als unbedingte Forderung hinnehmen, um somit die Methode der Drahtwellen auch für Absorptionsmessungen brauchbar zu machen. Das Thermokreuz wird durch eine mit Watte gefüllte Papphülle (H) gegen äußere Temperatureinflüsse geschützt.

Oberhalb der Brücke (P_1) befindet sich eine Messingkapsel (A), die gleichzeitig als Führung (F_1) dient. A verhütet den Zutritt fremder Schwingungen zu den Zuleitungen des Galvanometers, die außerdem noch in Bleikabel isoliert verlegt waren. Der ganze Kreis Indikator-Galvanometer war somit metallisch abgeschirmt.

Als Meßinstrument wurde ein Doppelpanzergalvanometer nach Dubois-Rubens[1]) mit einem inneren Widerstand von $52 + 53) = 105$ Ohm und einer Empfindlichkeit von $2{,}5 \times 10^{-9}$ Amp. bei 2 m Skalenabstand verwandt. Das Instrument wurde sehr gut astasiert, so daß die Schwingungsdauer 8 Sekunden betrug; es wurde nur wenig gedämpft benutzt. Um die Funkenstrecke nicht allzulange belasten zu müssen und um eine dadurch unvermeidliche Erwärmung auszuschließen, wurde ballistisch beobachtet.

Als Erreger wurden Oszillatoren verwandt, über deren Brauchbarkeit Mie[2]) schon 1910 berichtete. Seitdem sind die Oszillatoren von Rukop[3]) sehr genau untersucht worden und von Rückert[4]) und in jüngster Zeit von Ramòn G. Loyarte[5]) benutzt worden. Die von mir konstruierten und benutzten Oszillatoren bestehen aus Funkenstrecke (peinlichst parallel stehenden Kupferelektrodenflächen an Messingmikrometerschrauben) und parallel dazu liegenden, verhältnismäßig großen Kondensatorplatten, die an zwei Barren seitlich aufgelötet sind. Die Barren tragen die Gewinde für die Mikrometerfunkenstrecke und die Glasgaskammer. Zwischen den quadrantenförmigen Kondensatorplatten liegt als Isolator eine 0,18 bis 0,20 mm starke Ebonitplatte. Die obige Tabelle gibt die günstigsten Größenverhältnisse für die betreffenden Bereiche an. R_1 bis R_3 sind Werte, die Rückert[1]) für die von ihm untersuchten Wellen fand.

Es bezeichnet hierzu l den Abstand von der Mitte der Elektrodenflächen (vom Durchmesser d) bis zum Ende der quadrantenförmigen Kondensatorplatten. Die dritte Reihe B enthält die dabei erreichten Wellenbereiche. Diese angegebenen Bereiche (I—VIII) sind in Wirklichkeit nach kürzeren und nach längeren Wellen hin etwas größer, da ich die Bereiche nur soweit verfolgte, wie sie mir die für meine Messungen erforderlichen Intensitäten bei geringer Dämpfung lieferten. Eine exakte Errechnung der für einen verlangten Bereich erforderlichen Größenverhältnisse läßt sich nicht ohne weiteres aufstellen, da in dieser Art von Erregern die Selbstinduktion von der Kapazität nicht scharf getrennt ist.

Über die Wichtigkeit der richtigen Behandlung der Löschfunkenstrecke für die Konstanz und Intensität der Galvanometerausschläge berichtet schon Rukop[2]) sehr ausführlich. Die günstigste Funkenlänge lag zwischen 0,02 und 0,04 mm. Der Löschfunke muß nach Art von äußerst schnellen „Szintillationen" die ganzen Elektrodenflächen gleichmäßig bedecken; er läßt ein kaum hörbares Summen vernehmen. Sprühende oder zischende Funkenübergänge ergeben geringe Intensitäten bei hohem Dekrement der Resonanzkurven. Aus diesen Gründen müssen die Elektrodenflächen peinlichst genau parallel und genau gegenüberstehen. Sind alle Bedingungen für einen guten Löschfunken erfüllt, so kann man leicht 150—200 ballistische Beobachtungen machen, ohne die Funkenstrecke nachregulieren zu müssen. Ein guter Löschfunke greift die Elektrodenflächen kaum an.

Von Wichtigkeit ist das Medium, in das der Funke übergeht.

Tabelle I zeigt die Abhängigkeit der Intensität und Konstanz des Maximalausschlages des Galvanometers desselben Erregers bei gleicher Funken- und Wellenlänge. Diese Tabelle zeigt,

1) Dubois-Rubens, Zeitschr. f. Instrumentenkunde 20, 65, 1900.
2) Mie, diese Zeitschr. 11, 1035, 1910.
3) Rukop, l. c.
4) Rückert, l. c.
5) Ramòn G. Loyarte, Ann. d. Phys. 3, 228, 1921.

1) Rückert, l. c. 154.
2) Rukop, l. c. 502.

Tabelle I.

Nr.	I Wasserstoff	II Luft a	II Luft b	III Benzol a	III Benzol b	III Benzol c	IV Äther	V Petroleum	VI Leuchtgas
1	54	218	260	82	278	388	458	438	751
2	56	358	280	75	262	380	442	444	750
3	49	330	265	86	256	368	430	439	750
4	52	220	275	78	250	353	465	433	751
5	50	290	268	82	249	342	440	442	750
6	53	272	272	78	240	334	448	431	750

Die Substanzen wurden wie folgt der Funkenstrecke zugeführt:
I: durchgeblasen;
IIa: — — —
b: durchgesaugt;
IIIa: es wurde stark mit Benzol gesättigte Luft durchgesaugt.
Es wurde Wasserstoff durch fünf mit technisch reinem Benzol gefüllte Waschflaschen geschickt und durch die Funkenstrecke geblasen, so daß die Verbrennungsflamme
b: stark rußte,
c: schwach rußte;
IV: als Dampf durchgesaugt;
V: langsam durchgetropft;
VI: mit vorgelegtem Chlorkalziumrohr, durchgeblasen.

wie hervorragend günstig das Leuchtgas gegenüber den anderen untersuchten Stoffen ist; es wurde daher für alle Messungen benutzt. Allerdings mußte ich es, bevor es zur Funkenstrecke gelangte, mittels Chlorkalziumrohre gut trocknen. Sobald sich eine leichte Feuchtigkeit auf den Elektrodenflächen niederschlägt, wird der Löschfunke schlecht, frißt sich schließlich in die Elektrodenflächen ein und verdirbt sie für immer.

Den Schwingungskreisen wurde dieselbe Form gegeben, wie sie Rückert[1]) benutzte. Sie waren aus Messingröhrchen hergestellt, in denen in der Art eines Posaunenauszuges mit gutem Kontakt ein Bügel verschiebbar war. Zwecks festerer Koppelung wurde das untere Ende rechtwinklig umgebogen und befand sich in etwa 0,7 bis 0,9 mm Entfernung über den seitlichen Barren des Oszillators, mit diesem induktiv gekoppelt. Das obere Ende stand in einem Abstand von 20—30 cm der oberen Brücke so gegenüber, daß die beiden Längsseiten des Schwingungskreises vor den Lecherschen Drähten verliefen. Es muß darauf geachtet werden, daß sich ihre gegenseitige Lage im Verlaufe einer Meßreihe nicht im geringsten ändern kann. Eine geringe Änderung der Koppelung kann leicht einen Fehler in der Bestimmung der λ-Werte hervorrufen, der mehr als 0,1 mm beträgt. Ich verwandte daher Ebonithalter, die die Koppelungsgrade von Oszillator-Schwingungskreis und Schwingungskreis-Lechersches System absolut konstant erhielten. Die aufgenommenen Resonanzkurven zeigten, daß die Schwingungen dadurch nicht beeinträchtigt wurden. Die Kurven zeigten einen glatten Verlauf und keine erhöhten Dekremente.

1) Rückert, l. c. 154.

Betrieben wurde die Funkenstrecke durch ein kleines Induktorium, dessen Primärspule mit 26—30 Volt beschickt wurde. Dem Induktorium wurde ein Quecksilberunterbrecher vorgelegt, der von einem konstant laufenden Hauptschlußmotor so betrieben wurde, daß etwa 50 Unterbrechungen in der Sekunde stattfanden. Die Zahl der Unterbrechungen hat auf die Konstanz und Intensität der Galvanometerausschläge einen wesentlichen Einfluß. Beide wachsen mit der Zahl der Unterbrechungen. Die Reinheit der Resonanzkurven ist neben dem Koppelungsgrad auch stark abhängig von der Stromstärke. Für meine Anordnung lag die günstigste Stromstärke zwischen 0,8 bis 1,5 Amp. Ich verstehe unter „günstigster" Stromstärke die, die genügend große Intensität und völlig reine Resonanzkurven bei geringem Dekrement liefert.

Ich benutzte für meine Messungen einen verhältnismäßig weiten Glaszylinder, der mir gestattete, das zu untersuchende Wasser lange Zeit ziemlich rein zu halten und der das Einspielen des Wasserspiegels ungemein erleichterte, da ich die Wasseroberfläche seitlich beleuchten konnte. Die in Luft, mit oder ohne Gefäß, aufgenommenen Resonanzkurven waren alle frei von irgendwelchen Anomalien und die Abschnitte ($k = 1, 2, 3$ usw.) folgten einander in regelmäßigen Abschnitten unter Berücksichtigung der unvermeidlichen Brückenverkürzung.

Die Knoten der elektrischen Kraft liegen nämlich in Wirklichkeit nicht um Multipla der halben Wellenlänge von der metallischen Brücke entfernt. Nach der Theorie, die Drude[1]) hierüber aufgestellt hat, könnte dies nur der Fall sein, wenn totale Reflexion der Wellen an

1) Drude, Wied. Ann. 60, 1, 1897.

den Brücken stattfinden würde. Die Theorie von Drude legt die von ihm in seinen Experimenten benutzten einfachen Bügelbrücken geringen Reflexionsvermögens zugrunde. Daher waren die von ihm bestimmten Brückenverkürzungen recht beträchtlich. Sie waren der Brückenlänge proportional und wuchsen im Verhältnis des Logarithmus der Wellenlänge. Die von mir verwandten gut reflektierenden Plattenbrücken zeigten eine weit geringere Brückenverkürzung. Doch mußte sie genau bestimmt werden, da ihre exakte Kenntnis für die Messungen in Wasser unbedingt erforderlich ist. Es wurden in dem ganzen untersuchten Bereich Messungen in Luft mit den verschiedensten Wellenlängen vorgenommen. Es ergibt sich dann die Brückenverkürzung als Differenz des zweiten bzw. eines folgenden Abschnittes gegen den ersten.

Die Ergebnisse der so bestimmten Brückenverkürzungen zeigt die Tabelle II.

Tabelle II.

λ = Wellenlänge in mm,
d = Brückenverkürzung in mm.

Apparatur:	I			II	
λ	d	λ	d	λ	d
640,04	0,20	514,97	0,17$_5$	371,75	0,57
630,06	0,19	506,78	0,17	352,80	0,56
618,28	0,19$_5$	485,07	0,17$_5$	338,15	0,55$_5$
594,62	0,19	459,83	0,17	311,40	0,56
579,63	0,20$_5$	447,66	0,18	290,07	0,53$_5$
553,80	0,20	427,47	0,16$_5$	273,46	0,53
547,45	0,18$_5$	411,93	0,17$_5$		
536,62	0,19	391,39	0,17$_5$		
536,44	0,18	370,48	0,17		
529,61	0,17$_5$				

Ich konnte somit deutlich, wenn auch nur einen geringen Abfall der Brückenverkürzung mit der Abnahme der Wellenlänge konstatieren. Die von mir für meine Apparatur I gefundene Brückenverkürzung ist kleiner als die von Rückert gefundene, obwohl seine Apparatur annähernd dieselben Dimensionen hatte. Das wird seine Ursache darin haben, daß meine Plattenbrücken besser reflektierten, da sie aus einer kreisförmigen, gut polierten Platte bestanden, während sie bei Rückert in der Mitte — also an der Stelle maximalsten Energieflusses — durchgeschnitten waren und seitlich gegen die Lecherschen Drähte gepreßt wurden. Bei der Apparatur II ist die Brückenverkürzung etwas größer. Die Ursache wird eine zweifache sein. Die Brücken werden ihrer kleineren Dimensionen wegen ein nicht so vollkommenes Reflexionsvermögen wie die Brücken der Apparatur I besessen haben. Des weiteren ist es möglich, daß Energie auf die seitlichen Arme S_1, S_2 der Führung F_2 (Fig. 1) abgeleitet wurde. Die Arme waren bei der Apparatur I aus Ebonit, bei der Apparatur II aus Kupfer hergestellt.

Die in der Tabelle II gefundenen Brückenverkürzungen wurden den späteren Messungen in Wasser zugrunde gelegt. Die Abschnitte in der zu untersuchenden Flüssigkeit sind nämlich nur dann gleich einer halben Wellenlänge, wenn die Eintrittsstelle der Lecherschen Drähte mit einem wahren Strombauch zusammenfällt.

Die Aufnahmen der Resonanzkurven zeugen für das exakte Arbeiten der ganzen Apparatur.

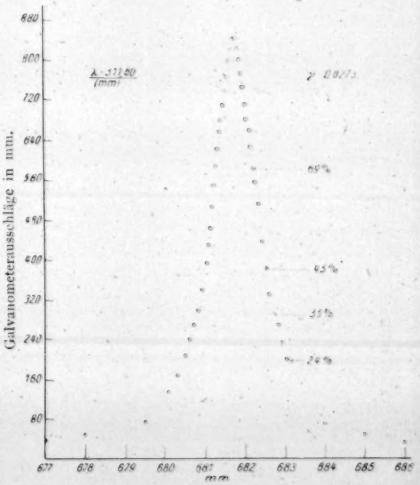


Fig. 2.

Fig. 2 zeigt eine Resonanzkurve, wie sie bei einmaliger Aufnahme erhalten wurde. Ihr glatter Verlauf zeigt, daß keiner der fünfzig Meßpunkte wesentlich herausfällt, und daß es meine Versuchsanordnung gestattete, innerhalb eines Millimeters zwanzig Punkte der Resonanzkurve so zu bestimmen, daß sie sich einwandfrei zu einer glatten Kurve vereinen lassen. Einer Brückenverschiebung von 0,05 mm folgt also noch die Ablesegenauigkeit in der Längenbestimmung und der Feststellung des Umkehrpunktes des gut astasierten Galvanometers. Die aufgenommenen Kurven folgen alle ausgezeichnet der Bjerknesschen Formel für Resonanzkurven. Die Koppelung und die Stromstärke ließen sich stets so wählen, daß die beiden Äste der Kurve symmetrisch waren. Die Figur stellt eine Welle von $\lambda = 311{,}80$ mm dar. Errechnet man aus der Bjerknesschen Formel die zugehörigen

Dekremente und geht von verschiedenen Punkten der Kurve aus, die in Prozenten des maximalen Galvanometerausschlages angegeben sind, so erhält man:

Proz.:	24	35	45	69
Dekrement:	0,0273	0,0274	0,0273	0,0271

Die aufgenommenen Resonanzkurven gehorchen alle der Bjerknesschen Formel. Als Verstimmung rechne ich den Wert

$$\mu = \frac{2d}{k \cdot \lambda_0}, \qquad (1)$$

wo d die Verschiebung der Brücke gegen die Stelle des maximalen Ausschlages, λ_0 die Wellenlänge in Luft, k die Zahl der Abschnitte bedeuten. Die Gleichung der Resonanzkurve im $k$ten Strombauch

$$a = \frac{a_k}{1 + \frac{4\pi^2\mu^2}{\gamma_k^2}} \qquad (2)$$

liefert den Wert des Maximalausschlages a_k und den Wert des Dämpfungsdekrementes γ_k. Für γ_k liefert die Theorie die Beziehung

$$\gamma_k = \gamma_0 + \gamma_L + \frac{1}{k} \cdot \gamma_B, \qquad (3)$$

wo γ_0 die Eigendämpfung der Schwingung des Oszillators, γ_L die Dämpfung durch Absorption in den Lecherschen Drähten und γ_B die Dämpfung durch Absorption in den Brücken bedeutet.

Von den drei Summanden der Formel (3) kann man γ_L berechnen:

$$\gamma = \frac{W}{2 \cdot L \cdot \nu}, \qquad (4)$$

wo W und L Widerstand und Selbstinduktion der Paralleldrahtleitung pro Längeneinheit für Wechselstrom von der Schwingungszahl

$$\nu = 3 \cdot 10^{10} : \lambda_0$$

sind; und es ist

$$W = \frac{2}{\varrho} \sqrt{\nu \cdot \sigma \cdot 10^{-9}} \frac{\text{Ohm}}{\text{cm}}, \qquad (5)$$

$$L = 4 \cdot 10^{-9} \ln \frac{2a}{\varrho} \frac{\text{Henry}}{\text{cm}}, \qquad (6)$$

wo $2a$ der Abstand der Drahtachsen, ϱ der Radius des Drahtes und σ der spezifische Widerstand des Drahtmaterials in Ohm $\times$ cm ist. In meinen Apparaturen war:

I. II.

$$\gamma_L = 0{,}00261 \sqrt{\frac{\lambda_0}{100}}, \quad \gamma_L = 0{,}00340 \sqrt{\frac{\lambda_0}{100}}. \qquad (7)$$

Messungen in Luft.

Es wurden zunächst von allen Oszillatoren aus den verschiedensten Stellen ihrer Bereiche Resonanzkurven für die Abschnitte $k = 1, 2, 3$ aufgenommen und die Dekremente $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ ermittelt.

Die folgende Fig. 3 faßt die Ergebnisse meiner Untersuchungen über die Dämpfung zu-

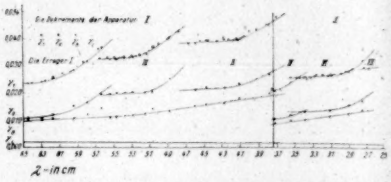


Fig. 3.

sammen. Ein Vergleich der Werte γ_B, die sich aus den gemessenen Werten der Dämpfungsdekremente γ_1 und γ_2 ergeben, mit der Kurve, die die Abhängigkeit von der Wellenlänge ungefähr wiedergeben soll, zeigt, daß in den gemessenen Werten von γ_B noch systematische, kleine Fehler stecken müssen. Denn genau genommen, ergibt sich für jeden der Oszillatoren I, III und IV eine besondere γ_B-Kurve und die drei Kurven schließen sich nicht ganz, wie man nach dem Wesen von γ_B, als der allein in den Brücken vorhandenen Absorption, erwarten müßte, zu einer einheitlichen Kurve zusammen. Die in Fig. 3 gezogene Kurve ist nur durch eine Art Mittelbildung der drei einzelnen Kurvenzustande gekommen. Wodurch sich dieses sonderbare Verhalten von γ_B erklären läßt, ist schwer zu sagen. Vor allem sei hier hervorgehoben, daß die Formel (3) für γ nur eine Näherungsformel ist, die möglicherweise nicht mehr streng gültig ist, wenn die Schwingungen etwas unsauber werden, wie das vielleicht in den Gebieten der Fall ist, wo γ_0 stark ansteigt. Bei der Aufnahme der Resonanzkurven ließ sich allerdings kein merklicher Unterschied in ihrer Reinheit konstatieren. Es wäre des weiteren die Frage zu untersuchen, ob die Rückkoppelung der Lecherschen Drähte mit dem Oszillator von Einfluß auf die Berechnung der Dämpfung sein könnte. Aber fürs erste können wir diese Frage zurückstellen, weil auf die Berechnung der Absorption des Wassers der kleine Wert der Brückenabsorption wenig Einfluß hat, und weil er daher hierfür nicht genau gegeben zu sein braucht. Ich komme hierauf später noch einmal zurück.

Die Messungen in Wasser.

Zu jeder vollständigen Meßreihe zwecks Errechnung der Dispersion und Absorption wurde wie folgt vorgegangen: Es wurde die erste

Tabelle III.

Der Brechungsexponent.

Nr.	Erreger	$\frac{1}{2}\lambda_0$	$\frac{1}{2}\lambda_1$	n_t	t	n_{17}	λ_0
1	I	322,62	36,00	8,961	17,2	8,965	645,24
2	I	313,04	34,78	9,001	14,9	8,959	626,08
3	I	309,00	34,18	9,040	13,2	8,964	618,00
4	I	303,76	33,74	9,003	15,0	8,963	607,52
5	I	299,08	33,20	9,008	14,5	8,958	598,16
6	I	292,09	32,51	8,987	15,6	8,959	584,18
7	I	283,86	31,61	8,984	15,6	8,956	567,72
8	III	283,06	31,44	9,003	15,0	8,963	566,12
9	III	279,43	31,14	8,973	16,4	8,961	558,86
10	III	278,38	31,00	8,980	15,7	8,954	556,76
11	III	275,34	30,48	9,033	14,7	8,987	550,68
12	III	274,80	30,44	9,042	15,2	9,006	549,60
13	III	273,38	30,31	9,022	15,2	8,986	546,76
14	III	272,18	30,42	8,950	16,7	8,944	544,36
15	III	270,44	30,22	8,949	15,8	8,925	540,88
16	III	269,49	30,03	8,974	14,4	8,922	538,98
17	III	266,43	29,91	8,905	16,7	8,899	532,86
18	III	264,43	29,76	8,897	16,2	8,881	528,86
19	III	262,78	29,62	8,866	16,5	8,856	525,56
20	III	260,58	29,56	8,818	17,1	8,820	521,16
21	III	260 28	29,51	8,823	17,0	8 823	520,56
22	III	258,70	29,22	8,853	17,4	8,847	517,40
23	III	256,28	28,90	8,868	17,0	8,868	512,56
24	III	255,52	28,54	8,944	16,5	8,934	511,04
25	III	253,26	28,24	8,968	16,3	8,954	506,52
26	III	249,38	27,80	8,971	16,2	8,955	498,76
27	III	244,76	27,31	8,963	16,8	8,959	489,52
28	III	238,66	26,61	8,969	16,4	8,957	477,32
29	IV	233,52	26,02	8,975	16,3	8,961	467,04
30	IV	227,38	25,30	8,987	16,1	8,969	454,76
31	IV	223,22	24,90	8,965	16,5	8,955	446,44
32	IV	217,31	24,18	8,987	15,9	8,965	434,62
33	IV	211,48	23 50	8,999	15,5	8,969	422,96
34	IV	209,37	23.30	8,986	16,6	8,978	418,74
35	IV	207,94	23,01	9,037	15,1	8,999	415,88
36	IV	206,89	23,00	8,994	15,0	8,954	413,78
37	IV	205,22	23,25	8,827	15,1	8,809	410,44
38	IV	203,84	23,01	8,860	15,8	8,836	407,68
39	IV	202,96	22,90	8,863	16,1	8,845	405,92
40	IV	199,34	22,31	8,937	16,9	8,935	398,68
41	IV	189,54	21,21	8,940	16,8	8,938	379,08
42	IV	188,05	20,97	8,968	16,4	8,958	376,10
43	IV	183,63	20,49	8,962	16,6	8,954	366,26
44	VI	177,11	19,79	8,956	16,9	8,954	354,22
45	VI	174,31	19,47	8,953	17,2	8,957	348,62
46	VI	171,85	19,08	9,008	16,8	9,004	343,70
47	VI	169,25	18,73	9,036	16,0	9,016	338,50
48	VI	168,41	18,72	8,996	16,9	8,994	336,82
49	VI	166,10	18,50	8,879	16,7	8,973	332,20
50	VI	164,34	18,40	8,942	17,3	8,948	328,68
51	VI	163,41	18,28	8,939	16,9	8,941	326,82
52	VI	159,76	17,94	8,905	16,9	8,903	319,52
53	VI	157,19	17,75	8,852	17,4	8,860	314,38
54	VI	155,52	17,59	8,842	16,5	8,832	311,04
55	VI	154,10	17,33	8,897	16,4	8,885	308,20
56	VI	149,68	16,74	8,943	17,0	8,943	299,36
57	VI	146,90	16,40	8,958	17,1	8,960	293,80
58	VI	145,25	16,18	8,977	16,1	8,959	290,50
59	VI	142,86	15,99	8,930	18,2	8,954	285,72
60	VI	136,67	15,21	8,985	16,2	8,969	273,34

Resonanzkurve in Luft ($k = 1$) aufgenommen. Sie lieferte dann unter Berücksichtigung der Brückenverkürzung die Wellenlänge in Luft λ_0 und das erste Dämpfungsdekrement γ_1. Die Fig. 3 lieferte dann die dazugehörigen Werte von γ_L, γ_B und γ_0. Es wurde nun die Wassergrenze in den wirklichen ersten Strombauch verlegt und mehrere folgende Resonanzkurven in Wasser aufgenommen ($k = 2, 3, 4$). Vor und nach jeder Meßreihe wurde die Temperatur (t) und das Leitvermögen (l) des Wassers bestimmt. Der Mittelwert der Abschnitte in Wasser liefert

die Wellenlänge λ_1, der Quotient aus λ_0 und λ_1 den Brechungsexponenten; denn es ist

$$n = \frac{\lambda_0}{\lambda_1}. \qquad (8)$$

Der bei der betreffenden Temperatur gefundene Brechungsexponent (n_t) wurde auf 17,0° C reduziert nach der Formel:

$$n_{17} = n_t + 0{,}020\,(t - 17). \qquad (9)$$

Die Auswertung der Formeln (8) und (9) zeigt die Tabelle III.

Die in Wasser aufgenommenen Abschnitte ($k = 2, 3, 4$) liefern nun auch das Dämpfungsdekrement infolge der Absorption im Dielektrikum. Als Verstimmung hat man am $k$ten Bauch folgende Größe μ zu rechnen

$$\mu = \frac{2d}{\lambda_0 + (k-1)\lambda_1}. \qquad (10)$$

Unter Benutzung der Bjerknesschen Formel (2) ergeben sich dann die Dämpfungen γ_2, γ_3, γ_4. Nun ist

$$\frac{(k-1)\lambda_1}{\lambda_0 + (k-1)\lambda_1}(\gamma_w - \gamma_B) = \gamma_k - \gamma_1, \qquad (11\,a)$$

also

$$\gamma_w = (\gamma_k - \gamma_1)\left(\frac{n}{k-1} + 1\right) + \gamma_B. \qquad (11)$$

Hierin haben γ_k, γ_B dieselbe Bedeutung wie in der Formel für Luft. Der kleine weiter oben erwähnte Fehler in der Bestimmung der Brückenabsorption γ_B hat, wie diese Formel deutlich zeigt, wenig Einfluß auf die Bestimmung der γ_w-Werte.

Da ich mit sehr wenig gedämpften Schwingungen und mit genügend großen Intensitäten arbeitete, zeigten alle Meßpunkte der Resonanzkurven in Wasser einen glatten Verlauf und gestatteten es bis zu $k = 2, 3$ bzw. 4 γ_w einwandfrei zu ermitteln. Die Intensitäten der Resonanzkurven der folgenden Abschnitte begannen schon so schwach zu werden, daß Willkürlichkeiten in ihrer Auswertung nicht auszuschließen gewesen wären. Aus γ_w läßt sich nun der Absorptionsindex $\varkappa'$ errechnen, denn es ist $\varkappa' = \frac{\gamma_w}{2\pi}$.

Da vor und nach jeder Meßreihe die Leitfähigkeit gemessen wurde, kann man aus $\varkappa'$ auch den Absorptionsindex des reinen Wassers $\varkappa$ berechnen. Es ist nämlich der Absorptionsindex $\varkappa_S$ einer Salzlösung von der Leitfähigkeit l

$$\varkappa_S = \frac{l \cdot 30 \cdot \lambda_1}{n}. \qquad (16)$$

Man erhält also den Absorptionsindex des reinen Wassers unter Benutzung von (16) nach der Formel:

$$\varkappa = \varkappa' - \varkappa_S. \qquad (17)$$

Die Auswertung dieser beiden Formeln für meine Messungen zeigt die Tabelle IV.

Tabelle IV.

λ_0	λ_1	n_{17}	$\varkappa'$	$l \times 10^{-6}$	$\varkappa$
645,24	72,00	8,965	0,0103	25,0	0,0097
618,00	68,36	8,964	0,0118	24,0	0,0113
607,52	67,48	8,963	0,0124	23,5	0,0119
584,18	65,02	8,959	0,0132	24,7	0,0127
566,12	62,88	8,963	0,0139	40,5	0,0130
558,86	62,28	8,961	0,0085	42,5	0,0076
550,68	60,96	8,987	0,0048	27,2	0,0043
549,60	60,78	9,006	0,0048	28,3	0,0042
546,76	60,62	8,986	0,0103	28,0	0,0097
538,98	60,06	8,922	0,0162	42,5	0,0153
528,86	59,44	8,881	0,0311	42,8	0,0303
521,16	59,10	8,820	0,0412	43,9	0,0403
512,56	57,90	8,868	0,0334	42,3	0,0326
506,52	56,48	8,954	0,0253	43,7	0,0244
498,76	55,60	8,955	0,0170	39,0	0,0165
489,52	54,31	8,959	0,0140	39,2	0,0133
477,32	53,22	8,957	0,0148	39,5	0,0141
454,76	50,60	8,969	0,0179	40,8	0,0172
434,62	48,36	8,965	0,0223	44,5	0,0216
422,96	47,00	8,969	0,0201	45,5	0,0194
415,88	46,02	8,999	0,0149	46,6	0,0142
413,78	46,00	8,954	0,0413	42,3	0,0407
410,44	46,50	8,809	0,0667	43,3	0,0660
407,68	46,02	8,836	0,0270	42,6	0,0264
398,68	44,62	8,935	0,0360	40,8	0,0354
379,08	42,42	8,938	0,0322	44,1	0,0316
376,10	41,94	8,958	0,0205	25,1	0,0202
367,26	40,98	8,954	0,0206	22,1	0,0203
348,62	38,94	8,957	0,0258	23,2	0,0255
343,70	38,16	9,004	0,0270	20,1	0,0268
338,50	37,46	9,016	0,0153	20,4	0,0151
336,82	37,42	8,994	0,0135	20,4	0,0133
328,68	36,76	8,948	0,0339	20,4	0,0336
319,52	35,88	8,903	0,0419	23,4	0,0416
311,04	35,18	8,832	0,0440	23,6	0,0437
308,20	34,66	8,885	0,0185	21,4	0,0183
299,36	33,48	8,943	0,0150	19,9	0,0148
273,34	30,42	8,969	0,0302	18,4	0,0300

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zeigt die nächste Fig. 4.

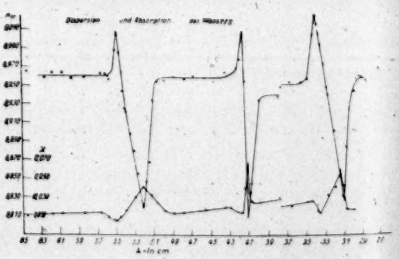


Fig. 4.

Die Kurve des Brechungsexponenten zeigt deutlich drei Streifen anomaler Dispersion in dem untersuchten Intervall, und zwar bei

$$\lambda = 549 - 521;\ \lambda = 417 - 411;$$
$$\lambda = 341 - 312\ \text{mm}.$$

Der Charakter dieser Dispersionsstreifen ist bei dem ersten und dritten ziemlich der gleiche; der zweite hingegen fällt wegen der schnellen Abnahme der n-Werte nach kürzeren Wellen besonders auf. In einem Bereich von wenigen Millimetern fällt hier der Brechungsexponent von $n = 9{,}0$ bis 8,8, während bei den beiden anderen Dispersionsstreifen bei etwa gleicher Differenz des Brechungsexponenten die Breite 30 mm beträgt. Man muß also bei der Untersuchung des Wasserspektrums die Messungen sehr dicht legen, um den wirklichen Verlauf des Brechungsexponenten einwandfrei feststellen zu können. Aus diesem Grunde darf man schwerlich mit Rückert[1]) sagen, daß der Brechungsexponent in dem von ihm untersuchten Bereich den innerhalb der Fehlergrenzen konstanten Wert von $n = 8{,}964$ hat. Nach kürzeren Wellen hin haben die Arbeiten von Möbius und Eckert das Vorhandensein weiterer, starker Dispersionsstreifen gezeigt. Es ist wohl kaum anzunehmen, daß die von mir gefundenen Dispersionsstreifen die letzten nach längeren Wellen hin sind, und ich glaube sicher, daß sie in jenem Teil des Spektrums noch zu konstatieren sind. Im übrigen sei hier betont, daß sich meine Messungen sowohl in bezug auf die Dispersion als auch auf die Absorption sehr gut an die Rückertschen Messungen anschließen.

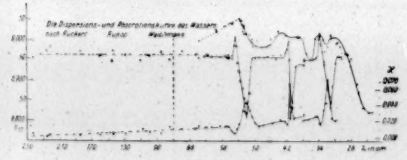


Fig. 5.

Die Fig. 5 zeigt die Stellung meiner Meßresultate innerhalb der bereits vorliegenden von Rückert und Rukop. Die Rukopschen n-Werte sind meines Erachtens sowohl etwas nach größeren Werten als auch nach kürzeren Wellen verschoben. Schon Rückert bespricht die mögliche Ursache der Diskrepanz seiner Messungen gegen die von Rukop. In der Rukopschen Anordnung durchsetzten die Lecherschen Drähte eine dünne Ebonitplatte, ehe sie in das Wasser eintraten. Da nun Ebonit bei den benutzten Wellenlängen verhältnismäßig stark absorbiert, so wäre es nicht ausgeschlossen, daß durch die Zwischenschaltung der Ebonitplatte die Länge der gemessenen Abschnitte beeinflußt wurde. Des weiteren scheint mir auch die Brückenverkürzung nicht genau genug bestimmt worden zu sein. Aus diesen Gründen erscheint das Rukopsche Spektrum des Wassers etwas verwaschen. Man kann aber auch in der von Rukop gefundenen Kurve deutlich drei Streifen anomaler Dispersion erkennen, die allerdings gegen die von mir gefundenen Streifen jedesmal um etwa 2 cm nach den kürzeren Wellen hin verschoben erscheinen. Hierbei möchte ich es aber noch offen lassen, ob nicht der letzte und größte Abfall der Rukopschen Messungen zu zwei getrennten Dispersionsstreifen gehört. Hier werden hoffentlich bald weitere Arbeiten Klarheit schaffen. Der von mir angefertigte Satz von Oszillatoren gestattet es, das Spektrum mit großer Exaktheit bei fast monochromatischer Strahlung bis zu 12 cm Wellenlänge zu verfolgen, so daß der Anschluß bis an die Eckertschen optischen Messungen mit Hilfe der Drahtwellen zu ermöglichen ist. Auch die Ursache, welche die Verschiebung der Rukopschen Streifen gegenüber den von mir gefundenen hervorgebracht hat, muß durch weitere Untersuchungen erst aufgeklärt werden. Möglicherweise sind es die Temperaturunterschiede. Die Rukopschen Messungen sind durchweg bei ungefähr 19° bis 20° angestellt, meine hingegen bei ungefähr 16°.

Gewissermaßen die „Probe auf das Exempel" der Dispersionsmessungen liefert die Feststellung der selektiven Absorption. Meine Absorptionskurve bestätigt die Resultate der Dispersion auf das beste. Allerdings läßt sich das Fallen des Absorptionsindex vor jedem anormalen Anstieg schwer erklären. Wahrscheinlich bedürfen die von mir benutzten Formeln, die nur Näherungsformeln sind, noch einer Korrektur. Es kann sein, daß die sehr starke Dispersion den Absorptionskoeffizienten ein wenig fälscht; denn die Formeln sind unter der Annahme eines konstanten Brechungsexponenten aufgestellt. Trotzdem kann man aber mit voller Sicherheit behaupten, daß ein Streifen anomaler Dispersion zugleich immer ein Absorptionsstreifen, eine Absorptionsbande, ist.

Resultate.

Zusammenfassend läßt sich von der vorliegenden Arbeit sagen:

1. Die Methode des Paralleldrahtsystems ist so umgestaltet worden, daß sie eine Bestimmung des Brechungsexponenten von Flüssigkeiten mit einer Genauigkeit von 0,5 ‰ gestattet.
2. Es sind Erreger konstruiert worden, die es gestatten, eine fast monochromatische Strahlung bis zu $\lambda = 12$ cm mit genügender Intensität zu erzeugen. Die Resonanzkurven zeigen einen äußerst glatten Verlauf und

1) Rückert, l. c. 175.

ein Dekrement, das im allgemeinen 0,04 nicht übersteigt. Die Breite der Spektrallinie liegt dementsprechend nur wenig über $\Delta\lambda = 1$ mm.

3. Im Spektrum des Wassers wurden im Intervall von $\lambda = 65$ cm bis $\lambda = 27$ cm drei Streifen anomaler Dispersion gefunden, die zugleich drei Absorptionsbanden sind. Die Breite der beiden äußeren Banden beträgt rund $\Delta\lambda = 3$ cm. Die mittlere Bande ist schärfer, für sie ist ungefähr $\Delta\lambda = 0{,}5$ cm.
4. Die Ergebnisse meiner Untersuchungen machen es wahrscheinlich, daß das Wasser für diese langen Wellen ein richtiges Banden-Absorptionsspektrum besitzt, das sich auch in das langwelligere Spektrum des Wassers fortsetzt. Daß Rückert keine Banden fand, kann sehr wohl seine Ursache darin haben, daß seine Meßpunkte zu weit auseinander liegen.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Geheimen Regierungsrat Professor Dr. G. Mie, für die Anregung zu dieser Arbeit, sowie vor allem für die liebenswürdige Beratung bei ihrer Ausführung, meinen ergebensten Dank auszusprechen. Auch Herrn Professor Dr. Herweg danke ich für das meiner Arbeit allzeit entgegengebrachte Interesse und für die mir erteilten Ratschläge.

Diskussion.

Rubens: Ich möchte dem Herrn Vortragenden meinen herzlichen Glückwunsch zu diesen schönen Experimentaluntersuchungen aussprechen. Bringt der Herr Vortragende die beobachteten Absorptionslinien mit dem Vorhandensein von Mehrfachmolekülen im Wasser zusammen?

Weichmann: Darüber sind noch keine Untersuchungen angestellt.

Debye: In Flüssigkeiten wie Wasser sind die Moleküle zum großen Teil zu zwei- und dreifachen Molekülen gebunden. Meiner Meinung nach sollten sich die Eigenschwingungen dieser Gebilde im fraglichen Spektralbereich als Absorptionsstreifen geltend machen. Auch bei Flüssigkeiten wie Glyzerin müßte diese Erscheinung auftreten, während sie z. B. bei Äther nicht auftreten dürfte.

Mie: Die Stelle, wo der Brechungsexponent definitiv auf kleine Werte heruntersinkt, liegt bei wesentlich kürzeren Wellen als denen, die Herr Weichmann untersucht hat, nämlich bei wenigen Zentimeter Wellenlänge, in dem von Herrn Fr. Eckert untersuchten Gebiet.

Karl F. Herzfeld (München), Die Breite der Absorptionsbanden bei den seltenen Erden. (Verkürzt vorgetragen.)

1. Die Tatsachen und ihre Deutung. Es ist schon lange bekannt, daß die Salze der seltenen Erden in gelöstem und in festem Zustand ein Absorptionsspektrum mit verhältnismäßig schmalen Banden (Breite ~ 5 ÅE.) geben. J. Becquerel[1]) hat weiter gefunden, daß im festen Zustand die Bandenbreite mit sinkender Temperatur stark abnimmt, und zwar von Zimmertemperatur bis -188^0 ziemlich genau proportional $\sqrt{T}$. Betrachtet man die Photographien solcher Spektren, so hat man ganz den Eindruck eines Linienspektrums, in welchem die Linien durch einen äußeren Einfluß stark verbreitert sind. Als solchen wird man in Anlehnung an Debye und Holtsmark[2]) elektrische Felder annehmen, die einen Starkeffekt hervorrufen und so die Linien verbreitern. Doch liegen die Verhältnisse hier anders als in dem von diesen Forschern betrachteten Fall der Gase. Das elektrische Feld hängt vom mittleren Abstand der Teilchen ab und dieser ist bei Gasen nur vom Druck abhängig, ändert sich aber mit der Temperatur praktisch nicht. Anders hier. Im Ruhezustand ist das Feld am Ort des Teilchens Null, da wir annehmen, daß die Kristalle durch elektrostatische Kräfte zusammenhalten und die Gleichgewichtsbedingung die Feldstärke Null verlangt. Sobald die Teilchen aber über die Ruhelage hinausschwingen, kommen sie in Gebiete mit elektrischen Feldern, und zwar in desto stärkere Felder, je höher die Amplitude, also die Temperatur ist; desto größer wird also der Starkeffekt und damit die Linienbreite. Diese Überlegungen wollen wir in Formeln kleiden, begnügen uns aber mit ungefährer Rechnung.

2. Körper mit einer Schwingungszahl. Wir denken uns ein Kristallgitter, aufgebaut aus Ionen und betrachten ein Metallion, das etwa in der x-Richtung schwingen möge. Sein Potential sei in der Ruhelage angenähert gegeben durch

$$\varphi_0 = e\left(\frac{a}{r} - \frac{b}{r^n}\right), \qquad (1)$$

wo r der Abstand zum nächsten Ion sein möge.

Das elektrostatische Gitterpotential am Orte x des schwingenden Ions entwickeln wir in eine Reihe nach x, der Abweichung von der Ruhelage

$$\varphi = \varphi_0 + x\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)_{x=0} + \frac{x^2}{2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}\right)_{x=0} + \ldots \qquad (2)$$

1) J. Becquerel, a. B. diese Zeitschr. **8**, 629, 1907.
2) P. Debye, diese Zeitschr. **20**, 160, 1919; J. Holtsmark, ebenda S. 162.

und beachten, daß

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)_{x=0} = 0$$

ist (Gleichgewichtsbedingung).

Die elektrische Feldstärke wird dann

$$\mathfrak{E}_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} = -x\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}\right)_{x=0}. \qquad (3)$$

Wir ersetzen nun im folgenden $-\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}\right)_0$ durch $\frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial r^2}$, was in der Größenordnung sicherlich richtig ist und gewinnen aus (1) und der Gleichgewichtsbedingung

$$-\frac{1}{e}\frac{\partial \varphi_0}{\partial r} = \frac{a}{r^2} - \frac{nb}{r^{n+1}} = 0$$

$$\mathfrak{E}_x = +x\frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial r^2} = -x\cdot\frac{(n-1)ae}{r^3}. \qquad (4)$$

Hierfür können wir unter Einführung der Kompressibilität $K = -\frac{18r}{e\frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial r^2}}$ auch schreiben

$$-\mathfrak{E}_x = \frac{x}{e}\frac{18r}{K}. \qquad (5)$$

Wir müssen nun noch den Ausschlag x durch die Energie der Schwingung ausdrücken.

Aus (2) folgt die potentielle Energie der Schwingung zu

$$e\frac{x^2}{2}\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}\right)_0.$$

Diesen Wert setzen wir $\frac{1}{2}AU$, wo U die Gesamtenergie der Schwingung und A einen Zahlenfaktor bedeutet, der vom Verhältnis des gewählten x-Wertes zur Maximalamplitude, also von der Phase abhängt; er wird 2, wenn man x gleich der Amplitude wählt, 1 für $x^2 = \overline{x^2}$. Das heißt, sein Wert hängt davon ab, wie man die Breite der Bande definiert. Im nächsten Abschnitt werden wir die Schwingungszahl ν brauchen, wir erhalten sie aus der potentiellen Energie, die $4\pi^2 m\frac{x^2}{2}\nu^2$ ist.

$$e\frac{x^2}{2}\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}\right)_{x=0} = \frac{A}{2}U = \frac{4\pi^2}{2}m x^2 \nu^2; \qquad (6)$$

daraus

$$x = \sqrt{\frac{AU}{e\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}}}, \qquad \nu^2 = \frac{e}{4\pi^2 m}\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}\right)_{x=0}. \qquad (7)$$

Daraus folgt nach (4) und (5)

$$-\mathfrak{E}_x = \sqrt{\frac{AU}{e}\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}\right)_{x=0}} = \frac{1}{e}\sqrt{AU\frac{18r}{K}} \qquad (8)$$

$$= \sqrt{AU\frac{(n-1)a}{r^3}}.$$

Für die Energie setzen wir

$$U = kT = 1{,}35\cdot 10^{-16}T. \qquad (6')$$

Für r schreiben wir $r'\,10^{-8}$ cm, für K $K'\,10^{-12}$ $e = 4{,}77\cdot 10^{-10}$ und multiplizieren zur Umrechnung auf Volt mit 300. Dann finden wir:

$$\mathfrak{E}_{\text{Volt}} = 3{,}06\cdot 10^6\sqrt{A\frac{r'}{K'}T} = 3{,}5\cdot 10^6\sqrt{(n-1)A\frac{a}{r'^3}T}. \qquad (9)$$

Die Bandenbreite erhält man, wenn man mit S den Starkeffekt bezeichnet, der in Å.-E. dem Feld $10^6\,\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ entspricht, zu

$$\Delta\lambda = 3{,}06\,S\sqrt{A\frac{r'}{K'}T} = 7\,S\sqrt{(n-1)A\frac{a}{r'^3}T}. \qquad (10)$$

Da die erste Wurzel die Größenordnung 10 hat, entspricht der Bandenbreite von 5 Å.-E. ein Starkeffekt von der Größenordnung 1 Å.-E. für $6\cdot 10^6\,\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$, was ganz vernünftig ist. Auch die Temperaturabhängigkeit stimmt genau mit der von Becquerel gefundenen überein. Da hier die Schwingung selbst maßgebend ist, muß eine Nullpunktsenergie erkennbar sein. Wir gehen im folgenden daher zur Behandlung eines Debyeschen Körpers unter besonderer Berücksichtigung tiefer Temperaturen über.

3. Debyescher Körper. Nullpunktsenergie. Das betrachtete Ion stehe unter dem gleichzeitigen Einfluß zahlreicher Schwingungen. Seine mittlere Amplitude ist gegeben durch

$$\overline{x^2} = \Sigma\overline{x_\nu^2}, \qquad (11)$$

wo $\overline{x_\nu^2}$ die mittlere von der Frequenz ν herrührende Amplitude ist. Diese findet man aus

$$4\pi^2\overline{x_\nu^2} = \frac{U_\nu}{\nu^2 mN}. \qquad (12)$$

Die Zahl der Schwingungen im Intervall $d\nu$ ist

$$9N\frac{\nu^2 d\nu}{\nu_{\max}^3},$$

also

$$4\pi^2\overline{x^2} = \frac{9}{\nu_{\max}^3}\frac{1}{m}\int_0^{\nu_{\max}} U_\nu\, d\nu. \qquad (13)$$

Für U_ν setzen wir

$$U_\nu = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1} + B\frac{h\nu}{2}.$$

B ist bei Vorhandensein von Nullpunktsenergie

1, sonst o. Mit der Abkürzung $y = \frac{h\nu}{kT}$ wird (13)

$$4\pi^2\bar{x}^2 = \frac{9}{m\nu^3_{\max}}\left\{\frac{(kT)^2}{h}\int_0^{y_{\max}}\frac{y\,dy}{e^y-1} + B\,\frac{h\nu^2_{\max}}{4}\right\}. \quad (14)$$

Das wird für hohe Temperaturen (kleine y)

$$4\pi^2\bar{x}^2 = \frac{9}{m\nu^3_{\max}}\left\{kT\nu_{\max} + (1-B)\,\frac{h\nu^2_{\max}}{4}\right\}$$
$$= \frac{9}{m}\left\{\frac{kT}{\nu^2_{\max}} + (1-B)\,\frac{h}{4\nu_{\max}}\right\},$$

d. h. (bis auf den Zahlenfaktor) für $B = 1$ (Nullpunktsenergie) mit (6), (6') übereinstimmend.

Für tiefe Temperaturen ($kT < h\nu$) erhalten wir

$$4\pi^2\bar{x}^2 = \frac{9}{m}\left\{\frac{(kT)^2}{h\nu^3_{\max}} + B\,\frac{h}{\nu_{\max}}\right\}. \quad (15)$$

Hier müßte sich experimentell über das Vorhandensein einer Nullpunktsenergie entscheiden lassen[1]).

4. Andere Anwendungen. a) Lösungen: Da in Lösungen die Bandenbreite von der gleichen Größenordnung ist wie im festen Salz, kann man schließen, daß auch die mittlere Feldstärke im Wasser von der Größenordnung $5 \cdot 10^7 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ ist. Doch sind die Holtsmarkschen Formeln auf diesen Fall wohl kaum anwendbar, so daß sich über die Moleküle des Lösungsmittels noch nichts aussagen läßt. Man kann aber den Grund für den Einfluß erkennen, den Änderungen des Lösungsmittels auf das Aussehen der Banden haben.

b) Phosphore: Die Breite der Phosphoreszenzbanden hat schon Herr Lenard[2]) auf genau die gleichen Ursachen zurückgeführt und hervorgehoben, daß die große Breite dieser Banden auf die besonders starke Lockerung des maßgebenden Elektrons (d. h. in unserer Terminologie besonders großen Starkeffekt) zurückzuführen ist. Auch das Schmälerwerden bei sinkender Temperatur hat er gefunden und gedeutet.

Zusammenfassung: Die Breite der Absorptionsbanden bei festen Salzen der seltenen Erden wird auf Starkeffekt zurückgeführt, der durch das beim Schwingen erfolgende Eindringen in die elektrischen Felder der Nachbarionen hervorgerufen wird. Es ergibt sich die richtige Temperaturabhängigkeit und Größenordnung der Bandenbreite. Beobachtungen bei sehr tiefen Temperaturen könnten über die Anwesenheit von Nullpunktsenergie Aufschluß geben. In Wasser läßt sich die Stärke des elektrischen Feldes schätzen.

1) Neuere Versuche von J. Becquerel u. H. Kamerlingh Onnes. Leid. Comm. **103**, 1908 scheinen für ihr Vorhandensein zu sprechen. Anmerkung bei der Korrektur.

2) P. Lenard u. V. Klatt, Ann. d. Phys. **15**, 455, 1904; P. Lenard, H. Kamerlingh Onnes u. W. E. Pauli, Leid. Comm. **111**, 1909; P. Lenard, Ann. d. Phys. **31**, 666, 1910; [P. Borissow, Ann. d. Phys. **42**, 1321, 1913; J. Becquerel, Le Radium **7**, 236, 1910. Anmerkung bei der Korrektur.]

Diskussion.

Debye: Die Prinzipien der Holtsmarkschen Theorie sind wohl ohne weiteres auch für Flüssigkeiten zu verwerten. Die Endformel für die Verbreiterung dürfte in diesem Falle der Gaußschen Fehlerkurve entsprechen.

Swinne: Bereits Herr Borissow, ein Schüler von Herrn Lenard, hat 1913 den Temperatureinfluß auf die Breite der Phosphoreszenzbanden an Wismutsulfidphosphoren im Bereich von -180^0 bis 400^0 quantitativ untersucht. Herr Lenard hat übrigens seine sogenannte Nähewirkung stets auf elektrische Feldkräfte zurückgeführt.

L. Grebe und H. Konen (Bonn), Bandenspektra von Isotopen.

Bereits ehe der Begriff der isotopen Elemente durch Soddy und Fajans seine volle Klärung gefunden hatte, sind einige vergebliche Versuche gemacht worden, Verschiedenheiten in den Linienspektren isotoper Elemente aufzufinden[1]). Nach der Aufstellung des genannten Begriffes lag es außerordentlich nahe, auf optischem Wege nach Unterschieden von Isotopen zu suchen. Solche Versuche sind auch von mehreren Seiten[2]) besonders an Bleiisotopen gemacht worden, ohne daß in älterer Zeit irgend eine Verschiedenheit gefunden worden wäre. Nachdem man zunächst nach Unterschieden in der Zusammensetzung und Intensität der Linienspektra gesucht hatte, wandte man sich der Frage der Wellenlängengleichheit der Linienspektra von Isotopen zu. So haben insbesondere Aronberg[3]) und weiterhin Merton[4]) eine kleine Differenz der Wellenlänge der Flammenlinie λ 4058 im gewöhnlichen Blei gegenüber

1) A. S. Russel and R. Rossi, Proc. Roy. Soc. **87**, 478, 1912, Thorium und Ionium; F. Exner und E. Haschek, Wien. Ber. IIa, **121**, 1075, 1912.

2) F. Soddy and H. Hyman, Trans. Chem. Soc. **105**, 1402, 1914; Th. W. Richards and M. Lembert, Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1329, 1914; O. Hönigschmid and St. Horovitz, Wien. Ber. IIa, **123**, 1635, 1914; Th. Merton, Proc. Roy. Soc. (A) **91**, 198, 1914; vgl. auch F. Aston, Rep. Brit. Ass. 1913, **403**.

3) L. Aronberg, Astrophys. Journ. **47**, 96, 1918.

4) Th. Merton, Proc. Roy. Soc. (A) **96**, 388, 1920.

Uranblei und Thoriumblei zu finden geglaubt. Indem wir die Frage der theoretischen Begründung einer solchen Differenz hier ganz beiseite lassen, bemerken wir, daß die von Merton gefundene Differenz, wie auch die von Aronberg gefundene, nämlich 0,005 A.-E. (Uranblei—Blei), 0,002 (Blei—Thoriumblei) bzw. 0,004 (Uranblei—Blei) an der Grenze liegen, bei der bekanntlich eine Reihe von Fehlerquellen bei der Messung von Bogenlinien berücksichtigt werden müssen. Dies gilt insbesondere von der wegen der Spärlichkeit des Materials jedesmal benutzten Linie λ 4058 des Bleis, die sich nicht nur stark verbreitert, sondern auch zusammengesetzt ist, ohne daß über die Zahl und Lage der Komponenten oder ihr Verhalten unter verschiedenen Umständen volle Klarheit herrschte[1]). Die von Aronberg und Merton gefundenen Differenzen müssen daher als sehr zweifelhaft bezeichnet werden und die Hoffnung Mertons, „daß die spektroskopische Untersuchung sich als wertvolle Waffe bei Inangriffnahme des Problems der isotopen Elemente bewähren werde", jedenfalls soweit die Linienspektra in Frage kommen, erscheint reichlich kühn. Daß mit den gegenwärtigen Mitteln auch im Bereiche der Röntgenspektren kein Unterschied zwischen Blei und Uranblei zu finden ist, haben außer Rutherford[2]) Siegbahn und Stenström[3]) sowie Takeo Shimizu[4]) gezeigt.

Aussichtsvoller erschien uns, schon vom theoretischen Standpunkte, die Untersuchung der Bandenspektra. Während wir mit der Verfolgung dieses Gedankens beschäftigt waren, erschienen eine Reihe von Arbeiten über ultrarote Bandenspektra, und wir erhielten Mitteilungen von Herrn Kratzer, die zeigten, daß unabhängig von uns bereits von anderer Seite der gleiche Weg eingeschlagen war. Ziemlich gleichzeitig haben Loomis[5]), Kratzer[6]) und Haas[7]) auf theoretisch zu erwartende Unterschiede in der Wellenlänge der Linien der Serien in den Bandenspektren hingewiesen, und insbesondere haben Loomis und Kratzer die ultraroten Absorptionsspektra der Halogenwasserstoffverbindungen im Sinne ihrer Theorie gedeutet. Ohne die Richtigkeit dieser Deutung etwa bestreiten zu wollen, muß doch darauf aufmerksam gemacht werden, daß infolge der relativ geringen Auflösung, die bei radiometrischen Untersuchungen ultraroter Spektra zur Verfügung steht, die Erkenntnis von Feinstrukturen bzw. engen Doppellinien mit großen Schwierigkeiten verknüpft ist. Dies zeigt sich an den neuesten Resultaten einer Untersuchung der Absorption des *HCl* von Colby und Meyer[1]), die mit verbesserten Hilfsmitteln an der gleichen Stelle wie die Untersuchung von Imes vorgenommen ist und nur zweifelhafte Andeutungen von Doppellinien liefert. Außerdem kann die Frage mit Sicherheit erst dann entschieden werden, wenn es gelingt, getrennte Isotopen zu untersuchen.

Unter diesen Umständen gewinnt die Untersuchung der Bandenspektra getrennter Isotopen im Bereich des optischen Spektrums ein besonderes Interesse. Das Blei zeigt zwischen λ 6700 und 3600 ein nach Rot abschattiertes Bandenspektrum, das z. B. als Photographie von Hagenbach und Konen[2]) sowie Eder und Valenta[3]) publiziert und von Lamprecht[4]) zwischen 5700—5800 sowie 5468—5623 auf seine Struktur untersucht worden ist. Dieses Spektrum besteht aus einer ungeheuren Anzahl von Einzellinien, die ihrer theoretischen Entwirrung im Sinne der heutigen Theorie noch harren, übrigens bei Anwendung einer Auflösung von etwa 100000 weitgehend aufgelöst sind. Wie von Lamprecht an den beiden von ihm untersuchten Banden gezeigt worden ist und im übrigen der Augenschein lehrt, sind innerhalb jeder Bande eine Anzahl Serien zu erkennen, über deren Verhalten wir uns weitere Mitteilungen vorbehalten. Man erhält das Spektrum in der Flamme sowohl mit reinem Metall wie unter Anwendung verschiedener Bleiverbindungen, z. B. des Superoxyds, Chlorids, Sulfats. Aus diesem Grunde wird es von Kayser[5]) dem Metall zugeschrieben, zumal auch nach den Angaben von Stark und Küch[6]) der Vakuumbogen (Metalldampflampe) das gleiche Spektrum zu liefern scheint. Ein zwingender Beweis der Zugehörigkeit eines Bandenspektrums zu einem bestimmten Element oder einer bestimmten Verbindung ist bekanntlich sehr schwer zu erbringen.

1) L. Janicki, Ann. d. Phys. (64) **29**, 853, 1909; Wali-Mohammad, Astrophys. Journ. **39**, 189, 1914; L. Aronberg, Astrophys. Journ. **47**, 96, 1918.
2) E. Rutherford and N. da Andrade, Phil. Mag. (6) **27**, 854, 1914.
3) M. Siegbahn und W. Stenström, diese Zeitschr. 18, 547, 1917.
4) W. Duane and Takeo Shimizu, Proc. Nat. Akad. 5, 198, 1919.
5) F. W. Loomis, Astrophys. Journ. **52**, 248, 1920.
6) A. Kratzer, Zeitschr. f. Phys. **3**, 460, 1920; ebenda **4**, 476, 1921.
7) A. Haas, Zeitschr. f. Phys. **4**, 38, 1921.

1) W. F. Colby and Ch. F. Meyer, Astrophys. Journ. **53**, 300, 1921.
2) A. Hagenbach und H. Konen, Atlas, 1905, Taf. 119, 120.
3) J. M. Eder und K. Valenta, Atlas typischer Spektra, 1911, Tafel 2, 3, 5, 7, 8.
4) H. Lamprecht, Diss. Bonn, 1911, Zeitschr. wiss. Phot. **10**, 16, 33, 1911.
5) H. Kayser, Handbuch, Bd. 6, 270.
6) J. Stark und R. Küch, diese Zeitschr. **6**, 438, 1905.

Insoweit besteht natürlich auch bezüglich des von uns mittels Bleichlorids hergestellten Spektrums eine gewisse Unsicherheit. Wir sind indes auf Grund der uns bekannten Tatsachen der Ansicht, daß das Spektrum in der Tat dem Bleimetall selbst angehört.

Wir haben nun das genannte Bandenspektrum einmal mit gewöhnlichem und dann mit Uran-Bleichlorid erzeugt, welch letzteres uns von Herrn Hahn und Frl. Meitner in liebenswürdiger Weise zur Verfügung gestellt worden war. Es handelte sich um reines Uranblei-Chlorid, dessen Metall nach einer Bestimmung von Hönigschmid ein Atomgewicht von 206,06 besitzt. Da die uns zur Verfügung stehende Menge naturgemäß nur gering war, andererseits das gewöhnlich benutzte Verfahren der Erzeugung von Bandenspektren in Flammen erhebliche Substanzmengen verbraucht, so handelte es sich darum, ein Verfahren zu finden, das mit wenig Material auskommt und doch für Spektra großer Dispersion ausreicht.

Nach mannigfachen Vorversuchen zeigte sich, daß man mittels einiger Kunstgriffe zum Ziel kommt, unter denen die Benutzung eines kleinen Lichtbogens geringer Stromstärke und hoher Spannung erwähnt sein möge (440 Volt, $^1/_2$ Amp.). Wir benutzen dabei die erste Ordnung eines Gitters größter Art und beschränken uns vorläufig auf den am besten photographierbaren Teil des Spektrums. Dieses besteht neben den mäßig verbreiterten Bogen- und Flammenlinien des Bleis aus dem sehr vollständig entwickelten Bandenspektrum neben den Linien einiger Verunreinigungen, insbesondere des Kalziums. Das Bleichlorid befand sich auf einer passend gestalteten Kohleelektrode; als zweite Elektrode diente ein Platinstab. Platinlinien haben wir nicht bemerkt. Zur Ausmessung dienten die Linien des Eisenspektrums, das mit allen notwendigen Vorsichtsmaßregeln aufgenommen wurde. Die Linien der Verunreinigungen dienten zur Kontrolle.

Die Ausmessung aller Linien des Bandenspektrums stellt eine ungeheure Arbeit dar, die zunächst nicht lohnend erscheint. Wir haben immerhin die Ausmessung und Analyse größerer Teile in Angriff genommen; über das Ergebnis wird später zu berichten sein. Inzwischen haben wir ausgewählte Teile untersucht, in denen einerseits der Serienbau deutlich hervortrat, andererseits eine völlige Auflösung den Vergleich beider Spektra ermöglichte. Da wir bei dieser vorläufigen Durchmusterung keine Nullstellen oder symmetrische Anomalitäten bemerkt haben, so ist allerdings eine Ermittlung der Ordnungszahlen bisher nicht möglich gewesen. Indessen besteht nach dem ganzen Verhalten der von uns untersuchten Linien kein Zweifel, daß es sich um hohe Ordnungszahlen handelt.

Der direkte Vergleich der Bandenspektra von gewöhnlichem Bleichlorid (Blei) und Uranblei zeigt zunächst keine Unterschiede im Aufbau und in der Intensität. Dagegen besteht kaum ein Zweifel, daß die Linien im Spektrum des gewöhnlichen Bleis weniger scharf sind als die Linien des Uranbleis. Wir haben von beiden Bleisorten eine ganze Anzahl Aufnahmen hergestellt und konnten uns auch durch die Kritik unbefangener Beobachter, denen die Herkunft der Platten nicht bekannt war, von der Richtigkeit unserer Auffassung betreffs der Schärfe der Linien überzeugen.

Die Ausmessung ergibt nun eine charakteristische Differenz der Wellenlänge in dem Sinne, daß die Linien des gewöhnlichen Bleis bei längeren Wellen als diejenigen des Uranbleis liegen, also im umgekehrten Sinne, wie die von Merton und Aronberg angegebene Verschiebung der Linienspektra. Bei den bisher gemessenen Linien ergab sich eine mittlere Differenz von etwa $^{50}/_{1000}$ A.-E. Bei einzelnen Linien kommen Abweichungen bis zu $^2/_{100}$ vor, über deren Realität wir vorläufig keine Ansicht äußern möchten, da der Charakter der einzelnen Linien sehr verschieden ist. Es kann indes kein Zweifel über die Realität der mittleren Verschiebung bestehen, die weit außerhalb der möglichen Fehlergrenzen liegt. In der folgenden Tabelle ist eine Probe der Messungen wiedergegeben:

Uran-Blei	gew. Blei	Differenz
4257,690	748	+ 58
4258,834	886	+ 52
4259,900	965	+ 65
4262,156	211	+ 65
4263,319	375	+ 56
4264,480	540	+ 60
4265,674	723	+ 49
4266,915	952	+ 37
4268,112	163	+ 51
4269,367	425	+ 58
4270,038	697	+ 59
4273,226	277	+ 51
4274,543	599	+ 52
4275,896	953	+ 57
4277,261	293	+ 32
4278,621	684	+ 63
4280,026	094	+ 58
4281,458	510	+ 62

Die angegebenen Zahlen sind die Mittelwerte aus jedesmal einer größeren Zahl von Messungen an verschiedenen Platten, und sie sind unabhängig von uns beiden gemessen, im allgemeinen mit einem mittleren Fehler von wenigen Tausendstel. Als Mittelwert ergibt sich, wie bereits be-

merkt, eine Verschiebung von 55 Einheiten der dritten Stelle. Die Linien gehören einer Serie an.

Dieser Unterschied entspricht der Größenordnung nach dem Betrage, der sich aus der gegenwärtigen Bandentheorie erwarten läßt. Dabei ist zu berücksichtigen, daß das Uranblei eine einheitliche Substanz darstellt, und daß die Linien des Bandenspektrums demnach von Molekülen einer Art herrühren und einfach zu erwarten sind. Anders verhält sich das gewöhnliche Blei, indem die beiden Isotopen in gleichen Mengen vorhanden sind. Geht man davon aus, daß die Banden einem Bleimolekül aus zwei Bleiatomen zuzuschreiben sind, so muß wegen der drei möglichen Kombinationen jede Linie in ein Triplet aufgespalten sein. Dies würde auch eine Erklärung für die beobachtete Unschärfe liefern, während man eine Trennung bei der benutzten Dispersion — (2,6 A.-E. pro mm) — nicht erwarten kann. Unter den drei möglichen Kombinationen der isotopen Atome ist die Kombination der beiden verschiedenen Atome die wahrscheinlichste. Sie würde der Mitte des angenommenen Triplets — und damit dem gemessenen Werte — entsprechen, und müßte wegen des größeren Trägheitsmomentes gegen die entsprechende Linie des Uranbleis nach Rot verschoben sein. Rechnet man unter dieser Voraussetzung und unter Benutzung der von Lenz[1]) angegebenen Bandenformel und der von uns gefundenen mittleren Verschiebung das Trägheitsmoment des Bleimoleküls aus, so erhält man für eine Quantenzahl 50 den Wert $8 \cdot 10^{-39}$ g · cm², also einen mit sonstigen Erfahrungen der Größenordnung nach gut stimmenden Wert.

Zusammenfassung.

Die Ausmessung ausgewählter Teile der Bandenspektra von Uranblei und gewöhnlichem Blei ergibt eine mittlere Wellenlängendifferenz von etwa 0,055 A.-E. für höhere Glieder einer ausgewählten Serie, der Größenordnung nach übereinstimmend mit der Annahme zweiatomiger Moleküle als Träger des Bandenspektrums.

Die Arbeit wird fortgesetzt.

Diskussion.

Glaser: Es ist anzunehmen, daß der ganze Betrag der Verschiebung durch das elektrische Feld des elektrischen Lichtbogens hervorgerufen wird.

Grebe: Das ist nicht möglich; elektrische Verschiebungen hätten sich bei beiden Bleiarten in gleicher Weise bemerkbar machen müssen.

Glaser: Man muß diese Frage mit größter Vorsicht behandeln. Sind die Versuche mit Gitter gemacht?

Grebe: Ja, wir haben ein großes Gitter benutzt. Die Messungen auf den verschiedenen Platten stimmen bis auf $^1/_{1000}$ Angström überein.

Glaser: Man kann bei dem elektrischen Lichtbogen nicht die Dichte im Bogen kontrollieren. Diese variiert sehr. Die Versuche sind jedenfalls mit größter Vorsicht zu behandeln.

Grebe: Es ist ausgeschlossen, daß so große Effekte durch Nebenumstände erklärt werden können.

Kratzer: Die von Herrn Grebe angegebene Berechnung des Trägheitsmomentes hat außer der Laufzahl in der Bande die möglicherweise größere Verschiebung infolge der Kernschwingung zu berücksichtigen, die gerade im Ultrarot die meßbare Verschiebung lieferte.

Grebe: Ich habe nur die Größenordnung angegeben.

Konen: Die Differenzen lassen sich nicht auf Poleffekte zurückführen, da beide Aufnahmen unter identischen Verhältnissen gemacht sind, nur die mittleren Partien des Bogens benutzt wurden und die Poleffekte unter der hier gefundenen Größe liegen. Was die Theorie anbetrifft, so muß natürlich zunächst der feinere Bau der Banden aufgeklärt werden. Bei der großen Zahl der Linien ist eine völlige Ausmessung bisher nicht möglich gewesen. Diese ist abzuwarten, ehe eine Berechnung erfolgen kann.

Swinne: Die Bedeutung der Untersuchung der isotropen Bleispektren liegt in der dadurch wohl möglichen Klärung der Zusammensetzung des gewöhnlichen Bleies (Atomgew. — 207,12) entweder allein aus Uran *Pb* (Atomgew. — 206) und Thor *Pb* (Atomgew. — 208) oder aus einem weiteren *Pb* mit dem Atomgew. — 207.

Grebe: Das ist natürlich möglich. Wir wollen weitere Untersuchungen machen.

Swinne: Da es sich um ein Triplet handelt, kann man vermuten, daß es sich um 3 Atome handelt.

R. Ladenburg (Breslau), Die Einwirkung elektrischer Felder auf Absorptionslinien (*D*-Linien des *Na*-Dampfes).

Die Versuche, von denen hier kurz berichtet werden soll, betreffen die Frage, ob die Absorptionslinien nichtleuchtender Alkalidämpfe, speziell die *D*-Linien des *Na*, durch elektrische Felder merklich beeinflußt werden können. Sie

1) Literatur siehe: A. Sommerfeld, Atombau, 2. Aufl., 1920, S. 530ff.; A. Eucken, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. 16, 361, 1920; A. Kratzer, Habilitationsschrift, München 1921.

bilden die Fortsetzung von Untersuchungen, die im Jahre 1913, kurz nach der Entdeckung der elektrischen Zerlegung der Wasserstofflinien durch J. Stark, begonnen wurden, aber dann infolge des Krieges unterbrochen werden mußten[1]). Damals zeigte sich auch in Feldern von 27000 Volt/cm keine Änderung der D-Linien in Absorption von 0,1 Å. Versuche von Paschen und Gerlach[2]) an der Absorptionslinie des Hg 2537 mit noch empfindlicheren Apparaten sowie von Mendenhall und Wood[3]) an verschiedenen scharfen Absorptionslinien fester Körper sind ebenfalls erfolglos geblieben.

Prinzipiell ist eine elektrische Einwirkung auf Absorptionslinien, das Analogon zum inversen Zeemaneffekt, aus mannigfachen Gründen von Bedeutung — ich erinnere an die hier vorgetragenen Untersuchungen der Herren Füchtbauer und Herzfeld —, allerdings ist sie gerade an den D-Linien auf Grund der Starkschen Versuche und der Bohrschen Atomtheorie nur in sehr starken elektrischen Feldern zu erwarten[4]), falls es überhaupt möglich ist, unerregte Atome elektrisch merklich zu beeinflussen.

Da es nunmehr gelang, in Na-Dampf elektrische Felder von über 150000 Volt/cm zu erreichen, wurden die Versuche mit der vortrefflichen Lummerschen Interferenzplatte des Breslauer Physikalischen Instituts wieder aufgenommen. Die Platte hat eine Länge von 30 cm und eine Dicke von 1 cm, ihr Auflösungsvermögen beträgt im Gelb etwa 0,01 Å., das Dispersionsgebiet aber nur 0,13 Å. Zur Untersuchung der D-Linien in Absorption wurden deshalb als „kontinuierlicher Hintergrund" D-Linien in Emission von geeigneter Breite verwendet, und zwar diente als Lichtquelle bei den endgültigen Versuchen eine mit transformiertem Wechselstrom betriebene, senkrecht gestellte Quarzkapillare, in der sich reines Na in einem Neon-Heliumgemisch befand[5]). In einem elektrischen Ofen auf geeignete Temperatur erhitzt (etwa 190° C), liefert diese Lampe helle D-Linien von etwa $^1/_{10}$ Å Breite. Ihr Licht wird zwischen den einander vertikal gegenüberstehenden Kondensatorplatten des gut evakuierten Absorptionsrohres hindurch, in dem reines Na in einem kleinen elektrischen Ofen schwach erhitzt wird, auf den Spalt des Interferenzspektroskops von Lummer-Gehrcke abgebildet[1]). Die im Kollimator parallel gerichteten Strahlen werden in einem großen Prisma spektral zerlegt und durchdringen dann die Lummersche Platte. So können die Interferenzen von D_1 und D_2 getrennt beobachtet werden. Bei einer Temperatur des Absorptionsrohrs von etwa 160° C erscheinen in den Interferenzmaxima der Na-Lampe mäßig scharfe Absorptionslinien.

Bei Erregen des elektrischen Feldes zwischen den Kondensatorplatten des Absorptionsrohrs zeigt sich eine deutliche Verschiebung beider Absorptionslinien nach Rot. Hierzu waren Feldstärken von über 100000 Volt pro cm erforderlich[2]). Allerdings gelang es noch nicht, die hohen Felder genügend lange konstant zu erhalten, um den Effekt photographisch zu fixieren.

Eine Zerlegung der Absorptionslinien wurde bisher nicht wahrgenommen. Wahrscheinlich werden die parallel und senkrecht zum Felde schwingenden (p- und s-) Komponenten verschieden stark in gleichem Sinne verschoben, aber infolge mangelnder Auflösung bzw. zu geringer Feldstärke nicht getrennt. Denn erstens zeigt sich gleichzeitig mit der Verschiebung ein Verblassen der Absorptionslinien[3]) sowie eine stärkere Verschiebung des roten gegenüber dem violetten Rande. Zweitens ergeben die bisherigen Beobachtungen in polarisiertem Licht (die allerdings durch große Lichtschwäche der Erscheinung erschwert werden), daß die p-Komponente merklich stärker verschoben wird als die s-Komponente. Es ist geplant, diese elektrische Doppelbrechung des Na-Dampfes durch direkte Versuche nachzuweisen.

1) Vgl. R. Ladenburg, Schles. Ges. f. vaterländ. Kultur, Breslau. Sitzung vom 24. Febr. 1914.

2) F. Paschen u. W. Gerlach, diese Zeitschr. 15, 489, 1914.

3) C. E. Mendenhall u. R. W. Wood, Phil. Mag. (6) 30, 316, 1915.

4) Herr Stark teilte mir gelegentlich mit, daß nach seiner Ansicht ein Effekt an den D-Linien nur in Feldern über 30000 Volt/cm merklich sein dürfte.

5) Das Edelgas verdanke ich dem großen Entgegenkommen des Herrn Dr. Pollitzer von der Firma Linde, Herrn Dr. v. Angerer schulde ich herzlichen Dank für die Reinigung des Gasgemisches von fremden Beimengungen.

1) Um jederzeit die D-Linien der Lampe auf ihr Aussehen (speziell Selbstumkehr) zu prüfen, ehe das Licht der Lampe das Absorptionsrohr durchsetzt hat, wird ein Satz aus vier total reflektierenden, geeignet angeordneten Prismen durch einen einfachen Handgriff in den Strahlengang gebracht, so daß das Licht der Lampe um das Absorptionsrohr herum in das Spektroskop geleitet wird.

2) Die Spannung wurde von einer Influenzmaschine erzeugt und mit parallelgeschalteter Funkenstrecke gemessen, die Feldstärke aus dem Abstand der Kondensatorplatten im Absorptionsrohr berechnet, der vorläufig durch die Glaswand hindurch zu 1,9 mm bestimmt wurde. Die Genauigkeit der angegebenen Feldstärken beträgt deshalb bisher nur etwa 20 Proz.

3) Offenbar muß die Absorption an einer bestimmten Stelle geringer werden, wenn von dem auffallenden unpolarisierten Licht der Lampe eine Komponente nicht absorbiert wird. Übrigens wird die Erscheinung dadurch komplizierter, daß die D-Linien der Lampe bei längerem Stromdurchgang etwas Selbstumkehr zeigen, sowie dadurch, daß die Lummerplatte das durchtretende Licht bekanntlich teilweise polarisiert.

Was die Abhängigkeit von der Feldstärke betrifft, so zeigt sich der Effekt unabhängig von der Richtung des Feldes, d. h. ein Kommutieren der Spannung ändert nichts an der Erscheinung, wie offenbar erwartet werden muß. Denn ob die rechte oder linke Platte positiv geladen ist, kann natürlich den Sinn der Verschiebung nicht ändern. Wegen der Unsymmetrie des Effektes ist deshalb anzunehmen, daß der Effekt nicht der ersten Potenz der Feldstärke proportional ist. In der Tat wächst die Verschiebung rascher als die Stärke des Feldes $\mathfrak{E}$, und zwar innerhalb der bisherigen Meßgenauigkeit von etwa 20 Proz. proportional dem Quadrat von $\mathfrak{E}$. Die Verschiebung des roten Randes der D_2-Linie betrug bei 160000 Volt/cm etwa 0,02 Å[1]). Versuche an höheren Seriengliedern und an denen des *Li*, an denen ein stärkerer Effekt als an den *D*-Linien zu erwarten ist, sind in Angriff genommen.

Die Art des Effektes ist offenbar grundsätzlich verschieden von dem unvergleichlich größeren symmetrischen Starkeffekt der wasserstoff- und der wasserstoffähnlichen Linien, der der ersten Potenz der Feldstärke proportional wächst, ähnelt dagegen den ebenfalls von Stark gefundenen und von seinen Mitarbeitern Kirschbaum, Liebert, Wendt, Wetzel und Ritter näher untersuchten Erscheinungen an den Emissionslinien der Hauptserie und scharfen Nebenserie von *He*I, *Li*, *Na*, *Zn*, *Hg* sowie an einzelnen Linien des Viellinienspektrums des Wasserstoffmoleküls[2]). Speziell an den *D*-Linien und an dem 2. Glied der *Na*-Hauptserie 3303 haben Stark und Kirschbaum in Feldern von 35000 Volt/cm^{-1} eine geringe Rotverschiebung beobachtet, doch ist den dortigen Angaben nach einer späteren Bemerkung von Stark[3]) kein quantitativer Wert beizulegen, da die gemessenen sehr kleinen Komponentenabstände vielleicht durch einen systematischen Fehler (Temperaturgang während der langdauernden Belichtung oder ungleichmäßige Füllung der Gitteröffnung bei der Entwerfung der Vergleichslinien) gefälscht seien. Nach den vorliegenden Versuchen kann also noch nicht entschieden werden, ob sich Emissions- und Absorptionslinien auch im elektrischen Felde tatsächlich in allen Einzelheiten gleichmäßig verhalten.

Bemerkenswert ist es, daß W. Voigt bereits vor 20 Jahren in seiner bekannten Theorie über das elektrische Analogon des Zeemaneffektes aus der klassischen Elektronentheorie einen dem hier beschriebenen Effekt nach Art und Größe ähnlichen berechnet, — aber experimentell vergeblich gesucht hat — (äußerst geringe Rotverschiebung der *s*-Komponente, dreimal so große Verschiebung der *p*-Komponente, proportional dem Quadrat der Feldstärke), indem er die quasielastische Kraft durch den Ansatz

$$K = (k + k' r^2) \cdot r, \; r^2 = x^2 + y^2 + z^2$$

erweiterte. Allerdings sind die klassischen Elektronenbewegungen zurzeit zugunsten der Bohrschen Quantenbahnen arg in Mißkredit geraten; aber vom Standpunkt des Korrespondenzprinzips aus ist eine derartige Übereinstimmung von experimentellen Ergebnissen und klassischen Konsequenzen vielleicht doch von Bedeutung. Auch die reine Quantentheorie läßt im Fall wasserstoffunähnlicher Atome im wesentlichen eine unsymmetrische, dem Quadrat der Feldstärke proportionale Aufspaltung erwarten, wenigstens solange die Feldstärke klein ist gegen das Störungsfeld der inneren Elektronen. Denn nach Sommerfeld besteht die Wirkung der (elektrisch nicht beeinflußten) inneren Elektronen auf das emittierende und absorbierende „Valenzelektron" der Alkaliatome in gewisser Annäherung in einer kleinen Zentralkraft, die zur Coulombschen Anziehungskraft des Kerns als Störungsglied hinzutritt, ähnlich wie der Einfluß der von der Relativitätstheorie geforderten Veränderlichkeit der Elektronenmasse beim Wasserstoffatom durch ein störendes Zentralfeld beschrieben werden kann; und in diesem Fall ruft ein relativ kleines elektrisches Feld den obengenannten Effekt hervor, wie Kramers bei Berechnung der elektrischen Beeinflussung der Feinstruktur der Wasserstofflinien gezeigt hat[1]). Man muß also zwei grundsätzlich verschiedene Arten einer elektrischen Beeinflussung von Spektrallinien unterscheiden: den symmetrischen, relativ großen Starkeffekt, proportional der Feldstärke, der wasserstoffähnlichen Termen entspricht[2]) und den unsymmetrischen Effekt proportional $\mathfrak{E}^2$, der eintritt, wenn auf das beeinflußte Elektron neben der Coulomb-

1) Vgl. hierzu Anm. 2, S. 550 rechte Spalte. Die aus den Daten der Platte berechnete Dispersion wurde mittels des normalen Zeeman-Effektes an der scharfen Neonlinie 5853 kontrolliert.

2) Vgl. auch die schönen Versuche von T. Takamine und N. Kokubu, Mem. Coll. of Sc. Kyoto III, S. 271 ff.

3) Elektr. Spektralanalyse chemischer Atome. Leipzig, 1914, S. 75.

1) H. A. Kramers, Zeitschr. f. Phys. **3**, 223, 1920. Außerdem hat Sommerfeld darauf hingewiesen (Ann. d. Phys. (4) **65**, 36, 1921), daß in der Epsteinschen Theorie des Starkeffektes neben dem Gliede erster Ordnung in der Feldstärke ein Glied zweiter Ordnung auftritt, das eine dem Quadrat der Feldstärke proportionale Rotverschiebung bewirkt, die auch in Aufnahmen von Takamine und Kokubu (Starkeffekt der Wasserstofflinie $H\gamma$ bei sehr hohen Feldstärken) zu erkennen ist.

2) Der symmetrische Starkeffekt an der diffusen Nebenserie der Alkalielemente zeigt wohl die elektrische Beeinflussung der annähernd wasserstoffähnlichen Anfangsbahn, nämlich des *d*-Termes.

schen Kraft eine Zentralkraft wirkt, gegen die das äußere Feld $\mathfrak{E}$ als klein anzusehen ist.

Im Fall der *Hg*-Linie 2537 wirkt sicherlich keine reine Coulombsche Kraft; deshalb ist bei ihr der erstgenannte, annähernd symmetrische Effekt auch nicht zu erwarten. Ob in genügend hohen Feldern ein unsymmetrischer Effekt auftritt, soll durch neue Versuche entschieden werden.

Diese Frage ist auch für die wichtigen Untersuchungen Füchtbauers und seiner Mitarbeiter über die Verbreiterung dieser *Hg*-Linie durch fremde Gase von Bedeutung. Jedenfalls scheint die von Stark verschiedentlich betonte und von Ritter näher untersuchte[1]) Analogie zwischen elektrischem Effekt und Verbreiterung bzw. Druckverschiebung für die Absorptionslinien der Alkalidämpfe bis zu einem gewissen Grade zu gelten. Speziell die von Bevan[2]) und Füchtbauer[3]) untersuchte Unsymmetrie der nach längeren Wellen sich erstreckenden Verbreiterung des zweiten Gliedes der Cäsiumhauptserie ist nach den oben beschriebenen Versuchen bei einer elektrischen Einwirkung der Nachbaratome zu erwarten. Sehr deutlich ist die Erscheinung bei Absorptionsversuchen an den *D*-Linien des *Na*-Dampfes, die kürzlich Herr R. Minkowski im Breslauer Institut ausgeführt hat und an anderer Stelle ausführlicher besprechen wird. Aufnahmen bei niedrigem *Na*-Druck (0,015 mm) und beigemischtem Stickstoff (von 900 mm) lieferten stark nach Rot verbreiterte *D*-Linien von mehreren Å-Breite, während ohne Beimischung fremder Gase bei gleichem *Na*-Dampfdruck relativ schmale Linien, dagegen bei höherem *Na*-Druck von 0,50 mm wiederum sehr breite, aber symmetrische *D*-Linien entstehen[4]). Im letzteren Falle ist die elektrische Beeinflussung des einzelnen absorbierenden Atoms durch die Nachbaratome gering, die große Breite entsteht durch die sich addierende Wirkung der vielen in der Beobachtungsrichtung hintereinander liegenden *Na*-Atome. Aber eine quantitative Erklärung der verbreiternden Wirkung der Stickstoffmoleküle auf Grund des Starkeffektes ist vorläufig nicht möglich. Jedenfalls reicht die von Holtsmark[5]) entwickelte Theorie bestimmt nicht aus. Denn diese berücksichtigt lediglich den symmetrischen Starkeffekt, d. h. eine der Feldstärke proportionale Aufspaltung, die nach meinen Versuchen bis 200000 Volt/cm bei den *D*-Linien nicht auftritt. Berechnet man die mittlere, die sogenannte Normalfeldstärke, die nach Holtsmark die Halbweite der Linie bestimmt, so ergibt sich mit der Konstante $A = 8 \times 10^{-24}$ der als Quadrupole vorzustellenden Stickstoffmoleküle unter den Versuchsbedingungen etwa 24000 Volt/cm^{-1}, also ein Feld, das nur eine ganz unmerkliche Verbreiterung nach Rot (von weniger als $^1/_{1000}$ Å) hervorrufen könnte, niemals aber die beobachtete über 1000 mal so große beiderseitige, wenn auch unsymmetrische Verbreiterung. Die Wirkung der hundertmal stärkeren Felder der dicht an den *Na*-Atomen vorüberfliegenden Stickstoffmoleküle[1]) sind zurzeit schwer abzuschätzen, da man den elektrischen Effekt dieser Feldstärken nicht kennt und z. B. nicht weiß, ob bei ihnen nicht vielleicht bereits der Übergang zum symmetrischen Effekt eintritt, wie er von Kramers (a. a. O.) im Fall der Einwirkung elektrischer Felder auf die Feinstrukturkomponenten des Wasserstoffs und Heliums berechnet worden ist.

Die Arbeit ist im physikalischen Institut der Universität Breslau ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Professor Dr. Lummer für die bereitwillige Überlassung aller Mittel des Instituts auch an dieser Stelle herzlichst zu danken.

1) M. Ritter, Ann. d. Phys. (4) **59**, 181, 1919.
2) P. V. Bevan, Proc. Roy. Soc. **86**, 1912.
3) Chr Füchtbauer, Ann. d. Phys. (4) **4**, 43, 1914.
4) Die Lage des Schwerpunktes der Linien wurde dabei exakt durch gleichzeitig oberhalb und unterhalb des Spektrums aufgenommene scharfe Absorptionslinien von *Na*-Dampf niedrigen Drucks bestimmt.
5) I. Holtsmark, Ann. d. Phys. **58**, 577, 1919, speziell S. 619; s. a. P. Debye, diese Zeitschr. **20**, 166, 1919.

1) Diese relativ seltenen Felder können dadurch merklichen Einfluß auf die Linienbreite ausüben, daß sie nicht nur die Quantenbahnen, sondern nach J. Franck auch die Häufigkeit der Quantensprünge beeinflussen.

A. Kratzer (München), Die Termdarstellung der Cyanbanden.

Die Theorie von Lenz[1]) und Heurlinger[2]) erklärt das Zustandekommen der Bandenspektren aus der Überlagerung von Rotation und Schwingung der Kerne auf die Elektronenschwingung. Insbesondere hat Heurlinger bereits den Aufbau der Bandensysteme, wie sie beispielsweise durch die violetten Cyanbanden repräsentiert werden, prinzipiell dadurch verstehen gelehrt, daß er den Kernschwingungsvorgang als unharmonischen ansetzte. Dieser Ansatz muß aber zum genauen Verständnis der Bandenstruktur noch verfeinert werden, vor allem muß die Wechselwirkung zwischen Oszillation und Rotation mitberücksichtigt werden. Die hierzu nötigen Rechnungen wurden vom Verf. in einer früheren Arbeit[3]) für zweiatomige Moleküle ausgeführt und

1) Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. **21**, 632, 1919.
2) Diss. Lund 1918, diese Zeitschr. **20**, 188, 1919; Zeitschr. f. Phys. **1**, 82, 1920.
3) Zeitschr. f. Phys. **3**, 289, 1920.

es ergab sich für die Energie der Schwingung und Rotation zusammen die folgende Entwicklung nach der kleinen Größe u (m = Rotations-, n = Oszillationsquantenzahl):

$$W_m^n = W_0^n - m^2 a_n h + \frac{h^2}{8\pi^2 J}(m^2 - m^4 u^2) + \ldots \quad (1)$$

Dabei war:

$$\left.\begin{aligned} W_0^n &= n h \nu^0 [1 - n x u + \ldots], \\ a_n &= n u \frac{h}{8\pi^2 J}(\alpha + \beta n u + \ldots), \\ u &= \frac{h}{4\pi^2 J \nu^0}. \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

γ^0 ist die Frequenz der Kernschwingung bei unendlich kleiner Amplitude, J das Trägheitsmoment für das ruhende Molekül. $x, \alpha, \beta, \ldots$ sind Konstante, die das besondere gerade betrachtete Molekül charakterisieren.

1. Wir interessieren uns zunächst nur für die Lage der Nullinie, um die sich die einzelnen Bandenlinien gruppieren. Wir bekommen sie, wenn wir die Rotationsquantenzahl $m = 0$ nehmen. Es ergibt sich durch Überlagerung auf die vom Elektronenvorgang emittierte Frequenz:

$$\nu_{\text{Nullinie}} = \nu_e + \nu_k,$$

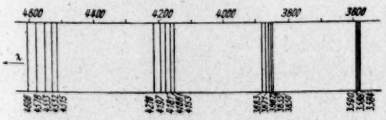
wobei sich die Kernschwingungsfrequenz ν_k aus (1) nach der Bohrschen Frequenzbedingung rechnet:

$$\left.\begin{aligned} \nu_k = \frac{W_0^{n_1} - W_0^{n_2}}{h} &= n_1 \nu_1^0 (1 - n_1 x_1 u_1) - \\ &- n_2 \nu_2^0 (1 - n_2 x_2 u_2) + \ldots \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Hier ist zu beachten, daß wegen der gleichzeitigen Änderung der Elektronenkonfiguration alle Größen im Anfangs- und Endzustand verschiedene Werte haben, was bereits durch die Indizes zum Ausdruck kommt. Wir können (3) noch etwas umschreiben in die Form:

$$\left.\begin{aligned} \nu_k = (n_1 - n_2)\nu_1^0 + n_2(\nu_1^0 - \nu_2^0) - \\ - (n_1^2 x_1 u_1 \nu_1^0 - n_2^2 x_2 u_2 \nu_2^0). \end{aligned}\right\} \quad (3a)$$

Hieraus können wir bereits die sofort ins Auge springende Struktur der Bandensysteme verstehen, sobald wir uns über die Größen-



verhältnisse der verschiedenen Koeffizienten klar geworden sind. Im allgemeinen werden ν_1^0 und ν_2^0 von der gleichen Größenordnung sein, während ihre Differenz klein gegen die Werte selbst ist. Dementsprechend ist in (3a) der erste Term ausschlaggebend, er definiert die Lage einer Gruppe innerhalb des Bandensystems. Alle zum gleichen Sprung der Oszillationsquantenzahl gehörenden Banden liegen nahe zusammen in einer Gruppe. Das zweite Glied, das gegenüber dem ersten klein ist, hängt vom absoluten Wert der Endquantenzahl ab; die zum gleichen Quantensprung aber verschiedenem Absolutwert der Schwingungsquantenzahl gehörenden Banden einer Gruppe werden hierdurch nebeneinander gelegt, es wird die Lage der Banden (Nullinien) innerhalb der Gruppen hierdurch geregelt. Das letzte Glied endlich bringt die durch die anharmonische Bindung außerdem noch veranlaßte Abweichung von der Äquidistanz (Linearität) zum Ausdruck. Am Beispiel der violetten Cyanbanden heißt dies zunächst qualitativ gedeutet: Alle Banden von 3883 bis 3850 Ängström gehören zum gleichen Quantensprung (hier speziell Null), je nachdem aber der Endzustand der Oszillation 0, 1, 2, 3, 4 ist, erhalten wir die Banden 3883, 3871, 3862, 3855, 3850.

Verfolgen wir die Verhältnisse bei den violetten Cyanbanden genauer, so ergibt sich, daß sich deren Nullinien darstellen lassen durch die Formel:

$$\left.\begin{aligned} \nu = 25797{,}83 + n_1(2143{,}88 - n_1 \cdot 20{,}25), \\ - n_2(2055{,}64 - n_2 \cdot 13{,}25). \end{aligned}\right\} \quad (3b)$$

Die Zuordnung der einzelnen Banden zu den Quantenzahlen n_1 und n_2 kommt in der Tabelle I zum Ausdruck. Diese enthält in der ersten Zeile die Wellenlängen der Bandkanten in Ängström-Einheiten, in der zweiten Zeile die Wellenzahlen der von Heurlinger empirisch bestimmten Nullinien, die dritte Zeile enthält jeweils die aus unserer Formel berechneten Wellenzahlen. Der Vergleich zwischen Rechnung und Beobachtung ergibt durchaus gute Übereinstimmung; wo diese Prüfung wegen Fehlens der empirischen Daten nicht möglich ist, werden wir sie später nachholen.

Die Wahl der absoluten Werte von n_1 und n_2 erscheint zunächst willkürlich; man hat aber folgende Gesichtspunkte zu beachten: Sämtliche Bandensysteme müssen darstellbar sein, ohne daß negative Werte der Quantenzahlen auftreten. Zu sämtlichen wahrscheinlichen, d. h. nicht zu großen Quantenzahlen und Sprüngen, müssen auch Banden vorhanden sein. Die Banden müssen sich ihrer Intensität nach in die theoretisch aus der Größe der Quantenzahlen und Sprünge zu erwartende Reihenfolge einfügen. Alle diese Bedingungen sind bei unserer auf Heurlinger zurückgehenden Anordnung erfüllt. Nachdem so zunächst das Kantengesetz der

Tabelle I.

n_1	$n_2 = 0$	1	2	3	4	5	6
0	3883 25797,83 25797,83	4216 23755,44 23755,44	4606 21739,54 21739,55				
1	3590 27921,3 27921,38	3871 25879,0 25878,99	4197 23863,0 23863,10	4578 21873,4 21873,71			
2	3361? — 30004,43	3586 27962,7 27962,04	3862 25945,5 25946,15	4181 23956,5 23956,76	4553 — 21993,87		
3			3584 — 27989,70	3855 — 26000,31	4168 — 24037,42	4532 — 22101,03	
4					3850 — 26040,47	4153 — 24104,08	4515 — 22194,19

Bandensysteme theoretisch begründet ist, können wir auf die Einzelheiten der Struktur der Bandenserien eingehen.

2. Um die einzelnen Bandenlinien zu bekommen, haben wir außer der Elektronenkonfiguration und der Oszillationsquantenzahl die Rotationsquantenzahl m um ± 1 springen lassen. Nach Lenz kommt dann aus dem ausschlaggebenden Glied von (1) zur Frequenz der Nullinie die Rotationsfrequenz hinzu:

$$\nu_{\text{rot}} = \frac{(m \pm 1)^2 h}{8\pi^2 J_1} - \frac{m^2 h}{8\pi^2 J_2} = \frac{h}{8\pi^2 J_1} \pm \pm \frac{mh}{4\pi^2 J_1} + m^2 \left(\frac{h}{8\pi^2 J_1} - \frac{h}{8\pi^2 J_2} \right),$$

oder mit $B = \frac{h}{8\pi^2 J}$

$$\left.\begin{aligned} \nu_{\text{rot}} &= B_1 \pm 2mB_1 + m^2 (B_1 - B_2) \\ &= B_1 \pm 2mB_1 + m^2 C. \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Diese Formel gibt ein theoretisches Verständnis des Deslandresschen Bandenseriengesetzes, sie läßt aber noch keinen gesetzmäßigen Zusammenhang der Banden eines Systems erkennen. Dies ist erst möglich, wenn wir das zweite Glied in (1), das die Wechselwirkung zwischen Rotation und Schwingung darstellt, mitberücksichtigen. Gl. (4) bleibt dabei unverändert, es ändert sich lediglich die Bedeutung von B.

$$B = \frac{h}{8\pi^2 J} - a_n.$$

Mit Berücksichtigung von (2) kommt schließlich:

$$B = \frac{h}{8\pi^2 J} (1 - n \cdot \alpha + \ldots) \quad (5)$$

Wir verlangen also in erster Näherung einen linearen Gang von B mit der Oszillationsquantenzahl. Dieses Gesetz ist bei einfach gebauten Banden, z. B. bei O_2 gut bestätigt und wir wollen seine Gültigkeit auch für die Cyanbanden nachweisen.

Für diese hat Heurlinger die Koeffizienten B_1 und C zum großen Teil empirisch festgelegt. Seine Resultate sind in der Tabelle II zusammengefaßt. Dabei ist zu beachten, daß

Tabelle II.

$n_2 =$	0		1		2		3	
n_1	B_1	100 C	B_1	100 C	B_1	100 C	B_1	100 C
0	3.84	6,8	3,83	8,5	3.85	10,1		
1	3,88	4,5	3,81	6,4	3.80	8,2	3,82	9,7
2			3,80	4,1	3,88	5,6	3,78	7,6

den Werten von B_1 keine allzu große Sicherheit beigelegt werden darf, da sie von der manchmal zweifelhaften Wahl der Nullinie stark abhängen. Dagegen ist C von der Numerierung unabhängig. Nach (5) sollten in der Tabelle nebeneinanderstehende Werte von B_1 gleich sein. Wie man sieht, ist dies nur angenähert der Fall, dagegen zeigen die Werte von C sowohl in den Zeilen wie in den Kolonnen den zu erwartenden linearen Gang. Nach der Bedeutung von C in (4) ist nämlich

$$C^{n_1 n_2} = (B_1^{n_1} - B_2^{n_2}), \quad (6)$$

und da in den Zeilen (Kolonnen) der Tabelle II n_1 (n_2) festgehalten ist, so kommt der Gang von $B_2^{n_2}$ ($B_1^{n_1}$) hier rein zum Ausdruck. Wir können die aus vorliegenden Daten für C sich ergebenden Werte des Ganges ausgleichen und erhalten schließlich

$$\left.\begin{aligned} 2B_1^n &= 2B_1^0 - n \cdot 4{,}4 \cdot 10^{-2}, \\ 2B_2^n &= 2B_2^0 - n \cdot 3{,}5 \cdot 10^{-2}, \\ 2B_1^0 - 2B_2^0 &= 13{,}6 \cdot 10^{-2}. \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Für $B_1{}^0$ bestimmen wir aus dem vorliegenden empirischen Material

$$2B_1{}^0 = 3{,}841$$

und können nun die Größen $C^{n_1 n_2}$ extrapolieren. Die extrapolierten Werte wollen wir an den gemessenen Wellenzahlen der Kanten prüfen.

3. Haben wir eine Bandenserienformel:

$$\nu = \nu_{\text{Nullinie}} + 2mB_1 + m^2 C,$$

so erreichen die Wellenzahlen für:

$$m = -\frac{B_1}{C}$$

ein Minimum; die Bande hat hier eine Kante. Deren Wellenzahl wird:

$$K = \nu_{\text{Nullinie}} - \frac{(B_1)^2}{C}. \qquad (8)$$

Indem wir nun die Wellenzahlen der Nullinien der Tabelle I entnehmen und B und C nach (6) und (7) berechnen, erhalten wir für die Wellenzahlen der Kanten der Cyanbanden die jeweils in der 2. Zeile der Tabelle III angegebenen Werte. Die Zahlen der ersten Zeile

Tabelle III.

Kanten der violetten Cyanbanden.

n_1	$n_2 = 0$	2	3	4	5	6
2	29761			21962,0		
	29857,6			21956,4		
3		27901,3	25939,9	23993,6	22065,0	
		27896,9	25937,2	23989,6	22062,6	
4				25968	24049,0	22148,6
				25973,3	24054,3	22154,7

1. Zeile: beobachtete Wellenzahlen.
2. „ : gerechnete „

dieser Tabelle sind gemessen und dem Handbuch von Kayser[1]) entnommen. Trotz der weitgehenden Extrapolation und der unsicheren empirischen Daten ist die Übereinstimmung durchweg befriedigend. Dies ist um so bemerkenswerter, als bei der Berechnung nach (8) die kleine Differenz C in den Nenner kommt. Nur bei der Kante $K^{20} = 29761$ ist die Übereinstimmung unbefriedigend. Nach einer Bemerkung von Kayser[2]) weicht aber diese Bande auch in ihrem sonstigen Verhalten von den übrigen Cyanbanden ab. Allerdings ist gerade hier C^{20} besonders klein, so daß ein kleiner Fehler sich stark geltend macht. Wir können aus diesem Grunde nicht bestimmt schließen, daß diese Bande nicht zum System der Cyanbanden gehört, möchten sie aber mit großer Wahrscheinlichkeit ausschließen.

Auf Grund der zahlenmäßigen Bestätigung können wir also das gesamte Liniensystem der violetten Cyanbanden durch die theoretisch begründete Formel darstellen:

$$\begin{aligned} \nu = \nu_e + B_1{}^{n_1} + n_1 \nu_1{}^0 (1 - n_1 u_1 x_1) - \\ - n_2 \nu_2{}^0 (1 - n_2 u_2 x_2) + \\ \pm 2m B_1{}^{n_1} + m^2 (B_1{}^{n_1} - B_2{}^{n_2}). \end{aligned} \qquad (9)$$

Dabei ist:

$$\begin{aligned} \nu_e + B_1{}^0 &= 25797{,}83, \\ \nu_e &= 25795{,}91, \\ \nu_1{}^0 &= 2143{,}88, \\ \nu_1{}^0 u_1 x_1 &= 20{,}25, \\ 2B_1{}^{n_1} &= 3{,}841 - 0{,}0044 \cdot n_1, \\ \nu_2{}^0 &= 2055{,}64, \\ \nu_2{}^0 u_2 x_2 &= 13{,}25, \\ 2B_2{}^{n_2} &= 3{,}705 - 0{,}035 n_2. \end{aligned}$$

Es bleibt sonach lediglich die Feinstruktur, das Dublett, der Cyanbanden zu erklären, auf dessen Deutung wir an anderer Stelle eingehen werden.

Bemerkenswert ist, daß wir nun auch in der Lage sind, die roten Cyanbanden und ferner die sogenannten Stickstoffbanden zu entwirren. Wie bereits Heurlinger[1]) bemerkte, haben die roten Cyanbanden den Endterm mit den violetten gemeinsam. Da wir nun die Terme der violetten Cyanbanden in allen Einzelheiten kennen, ist der Weg zur Termdarstellung der roten Cyanbanden bereits vorgezeichnet. Sobald wir eine Serie aus dem Beobachtungsmaterial herausgreifen können, also den Koeffizienten C kennen, ist die Bestimmung der Nullinie und die richtige Numerierung eindeutig durchführbar.

Diskussion.

Konen: Ich bitte den Herrn Vortragenden, sich darüber zu äußern, welche Folgerungen sich aus seiner Theorie für den Zusammenhang der Träger des sogenannten Cyan-Spektrums und des Stickstoffspektrums ergeben.

Kratzer: Die von Herrn Konen gestellte Frage nach dem Träger der Cyanbanden ist bereits nach einer Bemerkung von Heurlinger (Zeitschr. f. Phys. 1, 82, 1920) zu beantworten. Darnach haben die violetten Cyanbanden, die roten Cyanbanden und die 1., 2. und 4. positive Stickstoffgruppe paarweise gemeinsame Terme, so daß man alle diese Banden dem gleichen Molekül als Träger zuschreiben muß.

1) Band II, S. 481.
2) Handbuch, Band V, S. 229.

1) Zeitschr. f. Phys. 1, 82, 1920.

E. Gehrcke und E. Lau (Charlottenburg), Die veränderliche Feinstruktur der Balmerserie. (Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Die Balmerserie des Wasserstoffs ist bekanntlich eine Dublettserie. Das Intensitätsverhältnis der Komponenten einer Linie zueinander ist von uns als variabel festgestellt worden. Es ergab sich dafür eine Abhängigkeit von 2 Faktoren.

1. Bei einer Variation des Druckes ändert sich das Intensitätsverhältnis der beiden Komponenten, und zwar bei H_α am meisten, bei den höheren Gliedern der Serie in geringerem Maße. Beifolgende Tabelle gibt eine Übersicht über diese Veränderlichkeit bei einem Rohr von etwa 2 cm lichter Weite und großer Länge[1]).

		H_α	H_β	H_γ
$\frac{I_k}{I_l}$	0,1 mm Druck	1	1	1
	0,01 mm „	1,5	1,11	1,05
Veränderung in Proz.		50	11	5

$\frac{I_k}{I_l}$ bedeutet das Intensitätsverhältnis der kurzwelligen zur langwelligen Komponente. Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß die Änderung dieses Intensitätsverhältnisses bei den verschiedenen Linien mit dem Druck ungefähr umgekehrt proportional dem Quadrat der Seriennummer ist.

2. Die lichte Weite des verwendeten Rohres ist maßgebend für das Intensitätsverhältnis. Bei einem ca. 5 cm langen Rohr von etwa 1,5 mm lichter Weite ist die langwelligere Komponente stärker, gleichzeitig werden beide Komponenten verwaschener. Das Aussehen der Linie bleibt ziemlich unverändert, wenn man den Druck von 5 mm bis 0,1 mm variiert.

Es ist bekannt, daß bei einer Verminderung des Druckes die höheren Seriennummern relativ zu H_α stärker herauskommen. Dasselbe tritt ein, wenn man Geißlerröhren mit großer lichter Weite benutzt. Das Hervortreten der kurzwelligen Komponente von H_α ist nach obigen Versuchsresultaten an dieselben Bedingungen geknüpft. Vielleicht kann man vermuten, daß die Gemeinsamkeit des Schicksals der kurzwelligeren Komponente mit dem der höheren Glieder der Serie auf dem gleichen Grunde beruht.

Zwei Gründe werden bisher angeführt für das stärkere Auftreten der höheren Glieder der Serie. Zunächst die höhere Geschwindigkeit der Elektronen. Das wäre für die Komponenten von H_α auch näher zu untersuchen. Ferner kommt der Gedanke Bohrs in Betracht, daß die Anregungsvorgänge für die höheren Glieder einer Serie deshalb vom Druck abhängen, weil sie sich mehr in der Peripherie des Atoms abspielen. Es würde sich dann bei der Anregung der kürzeren Komponente um einen Vorgang handeln, der weiter in die Peripherie des Atoms hineinreicht, also etwa, wenn man sich auf den Boden der Sommerfeldschen Anschauungen stellt, um Ellipsenbahnen. Es ist jedoch zu bemerken, daß der auf Grund dieser Anschauungen berechnete Wert des Dublettabstandes der Balmerserie von uns nicht bestätigt werden konnte. Der Dublettabstand ist um 20 bis 25 Proz. kleiner beobachtet als berechnet. Die oben erwähnten Intensitätsverschiebungen ändern hieran nichts.

1) Über die technischen Einzelheiten bei diesen Messungen siehe: E. Gehrcke u. E. Lau, Ann. d. Phys. 65, 564—576, 1921.

Diskussion.

Sommerfeld: Die Ergebnisse über die Abhängigkeit der Intensität des Wasserstoffdubletts vom Druck sind um so wichtiger, als sie, soviel ich sehe, durch die Kramersche Theorie, die hier allein in Betracht kommt, nicht erklärt wird. Was die Frequenzdifferenz betrifft, so weicht die hier gefundene nicht nur von der Theorie ab, sondern auch von den neueren Messungen (Meißner, Merton).

Koch: Das Nichtstimmen des gemessenen Komponentenabstandes mit der Sommerfeldschen Theorie könnte sich vielleicht durch die Übereinanderlagerung der Komponenten erklären, wodurch ein Zusammenrücken der Intensitätsmaxima im Betrag von 25 Proz. leicht entstehen kann.

Gehrcke: Wenn eine gemessene Zahl nicht ganz mit der Berechnung stimmt, so pflegt man besonders eingehend zu prüfen, ob der Unterschied durch Beobachtungsfehler zu erklären ist. Ich kann hier nur bemerken, daß wir bei Berücksichtigung aller Umstände, auch des von Herrn Koch erwähnten, sagen müssen: wir können keinen andern Wert für $\Delta\nu$ finden, als den angegebenen. Natürlich haben wir die Überlagerung der Komponenten berücksichtigt. Wenn jemand bessere Messungen beibringen könnte, so würde uns dies freuen. Ferner möchte ich bemerken, daß ich bezüglich der Abweichung der Beobachtung von der theoretischen Erwartung in derselben Lage bin, wie Herr Sommerfeld, da auch nach meinen früher veröffentlichten Vorstellungen über die Entstehung der Wasserstofflinien dieselbe Abweichung von etwa 25 Proz. des Wertes für $\Delta\nu$ von der Beobachtung herauskommt.

Sommerfeld: Es handelt sich nicht nur

um Widersprüche mit der Theorie, sondern auch um Widersprüche mit anderen Messungen.

Lau: Wir sind in Übereinstimmung mit sämtlichen früheren Messungen, die im Gegensatz zu der neueren Messung von Merton stehen. Die Überlagerung der Komponenten an H_α kann unmöglich eine scheinbare Verschiebung von der Größenordnung 25 Proz. ergeben.

Walter Gerlach (Frankfurt a. M.), Kristallgitteruntersuchungen mit Röntgenstrahlen und eine einfache Röntgenröhre.

I.

Im Folgenden soll über Versuche berichtet werden, welche gemeinsam mit den Herren E. Madelung und O. Pauli ausgeführt wurden. Es handelte sich zunächst um die Untersuchung von Kristallgittern mit zweiwertigen Ionen, nämlich *MgO*, *CaO*, *SrO*, *BaO*. Diese Substanzen erwiesen sich als regulär, und zwar vom *NaCl*-Typ. Als Gitterkonstante (d. h. Kante des Elementarwürfels) erhielten wir die in folgender Tabelle I unter „*a* beob." verzeichneten Werte[1]),

Tabelle I.

	a beob. (in Å.-E.)	σ	*a* ber.
Magnesiumoxyd . . .	$4{,}20_1$	$3{,}47$ [2]) $3{,}60$	$4{,}25$ $4{,}20$
Calciumoxyd	$4{,}76_2$	$3{,}40$	$4{,}78$
Strontiumoxyd . . .	$5{,}10_6$	$4{,}75$	5.24
Baryumoxyd	5.47	$5{,}72$	$5{,}62$

während unter *a* ber. die aus der bekannten Formel

$$a = 2\sqrt[3]{\frac{(A_1 + A_2)}{2}\,\frac{1}{\sigma}\cdot\frac{1}{N}}$$

erhaltenen Werte verzeichnet sind, unter Zugrundelegung von $N = 60{,}6 \times 10^{22}$ und dem unter σ gleichfalls angeführten spezifischen Gewicht. Diese Werte sind äußerst unsicher. Dagegen ist es gelungen, die röntgenographische Methode methodisch so zu verbessern, daß nach Ermittelung des Kristallgitters die Kantenlänge des Elementarwürfels auf wenige Promille genau bestimmt werden kann. So ist es möglich, mit dieser Methode — unter der Voraussetzung, daß die Ermittelung des Gittertyps gelungen ist, — zwar nicht gerade einfach — aber genau das spezifische Gewicht von solchen Körpern zu bestimmen, bei denen andere Methoden versagen (z. B. wegen starker innerer Zersplitterung oder Lufteinschlüsse).

Tabelle II gibt 8 Bestimmungen von *a* für Magnesiumoxyd, aus welchen sich ein spezifisches Gewicht von $\sigma = 3{,}58_3$ mit einem Fehler von höchstens $\pm$ 0,5 Proz. berechnet, während, vgl. Tabelle I, die vorliegenden Bestimmungen um 3,7 Proz. differieren.

Tabelle II.

MgO $a = 4{,}19_5$ $4{,}20_2$ $4{,}191$ $4{,}19_6$ $4{,}21_8$ $4{,}22_7$ $4{,}19_5$ $4{,}22_8$

Mittel: $4{,}20_4 \times 10^{-8}$ cm; maximale Abweichung vom Mittel 0,4 Proz.

II.

Magnesiumoxyd ist deswegen interessant, weil es ermöglicht, die Debye-Scherrersche Prüfung über die Wertigkeit der Ionen anzuwenden. Die Zahl der Elektronen des Magnesium ist 12, die des Sauerstoffs 8. Sind im Kristall Ionen vorhanden, so sind die Zahlen Mg^{++} 10, O^{--} 10. Ist die Amplitude der zerstreuten Strahlung proportional der Anzahl der Elektronen, so sollen alle die Interferenzmaxima fortfallen, welche im Strukturfaktor der *Mg*- und *O*-Ausdrücke gleiche Größe, aber entgegengesetztes Vorzeichen haben, das heißt die Ausdrücke, deren h_1, h_2, h_3 (Kristallindices) sämtlich ungerade sind. Das trifft zu für die erste Linie 111, welche selbst bei starker Überexposition fehlt, dagegen treten die höheren Glieder 113, 331 usw. auf; als Erklärung hierfür kommt der gleiche Umstand in Betracht, wie bei den Untersuchungen von Debye und Scherrer über die Wertigkeit der Ionen im Natriumfluorid: daß nämlich das genannte Proportionalitätsgesetz nur für kleine Winkel gilt. So zeigen also die *MgO*-Aufnahmen mit Deutlichkeit die Zweiwertigkeit der Ionen im Kristall.

III.

Das Gitter des Flußspats wurde neu bestimmt, die Braggsche Struktur bestätigt. Als Gitterkonstante ergab sich mit einer maximalen Abweichung vom Mittel

$$a = 5{,}452 \text{ Å.-E.} \pm 0{,}2 \text{ Proz.},$$

während aus dem hier sehr genau bekannten spezifischen Gewicht (Madelung-Fuchs, l. c.) $\sigma = 3{,}18$ $a = 5{,}45$ folgt.

IV.

Verschiedene Modifikationen des Siliziums wurden untersucht und kristallographisch als

1) Ausführliche Publikation der *MgO*-Messungen, besonders wegen der Berechnungen und Korrektion siehe Zeitschr. f. Phys. **7** (im Druck); weitere Untersuchungen über *CaO*, *SrO*, *BaO* werden an anderer Stelle veröffentlicht.

2) E. Madelung u. R. Fuchs, Ann. d. Phys. **65**. 269. 1921.

vollkommen gleich befunden. Als Gittertyp wurde in Übereinstimmung mit Debye-Scherrer der Diamanttyp gefunden, als Gitterkonstante $a = 5{,}40_0 \times 10^{-8}$ cm, Genauigkeit 0,2 Proz.

V.

Methodisch wurde vor allem als günstig befunden, statt einer kreisförmigen Strahlenblende einen Spalt zu benutzen. Als günstigste Dimension ergab sich eine Spaltlänge von 4 mm, eine Spaltbreite von etwas über 1 mm und eine Stäbchendicke von 1 mm. (Die Spaltbreite wird etwas größer als der Stäbchendurchmesser gewählt, um die sichere Zentrierung des Stäbchens in der Kamera zu erleichtern.) Das Pulver wird nicht allzu fein gerieben; dann treten in den Interferenzlinien kleine intensive Pünktchen auf, welche von zufällig unter dem Glanzwinkel liegenden größeren Kriställchen herrühren. Die hierdurch hervorgerufene Inhomogenität der einzelnen Interferenzmaxima stört zwar meist die Photomotrierung; solange dagegen die Faktoren, welche die Intensität bestimmen, so wenig bekannt sind, hat die quantitative Photometrierung überhaupt keinen Sinn. Für Strukturbestimmungen dagegen genügen qualitative Feststellungen der Intensität. Dann bieten aber die Pünktchen hoher Intensität bemerkenswerte Vorteile: die Belichtungszeit kann wesentlich verkürzt werden ($^1/_2$—$^1/_3$ schätzungsweise), da wenige Pünktchen schon genügen, um die ganze Interferenzlinie zu konstruieren; auch sehr schwache Linien können durch solche Pünktchen erkannt werden; aus der Anzahl der Pünktchen sind Schlüsse auf einen Intensitätsfaktor, nämlich die Häufigkeit der betreffenden Ebene, zu ziehen; und schließlich kann zwischen Linien, welche durch Reflexion an den Blenden und Metallteilen der Kamera entstehen (die bei längeren Aufnahmen nicht vermeidbar sind) und keine Pünktchen haben, und zwischen Kristallinien sicher und schnell entschieden werden.

VI.

Die — im Lichtbild gezeigten — Interferenzlinien haben äußerst große Schärfe, so daß sie mit Sicherheit auf $^1/_{10}$ mm ausmeßbar sind. Die Reflexionspünktchen erwiesen sich auf ihnen sämtlich als doppelt, und zwar derart, daß das nach größeren Winkeln liegende Pünktchen größere Intensität hat. Nimmt man an, daß die Feinstruktur der Pünktchen in einer Feinstruktur der primären Strahlung besteht, so berechnet sich aus allen Linien und aus allen Kristallen eine Wellenlängendifferenz von rund 1,35 Promille.

Zum Beispiel:

CaF_2-Aufnahme,

Linie	422	440	531	620
$\lambda_1 - \lambda_2$ in Proz.	0,132	0,136	0,136	0,134

MgO-Aufnahme,

Linie	440
$\lambda_1 - \lambda_2$ in Proz:	0,136

Si-Aufnahme,

Linie	422	531
$\lambda_1 - \lambda_2$ in Proz.	0,136	0,136

Diese stimmt mit der Wellenlängendifferenz $K\alpha_1 - K\alpha_2$, welche 0,24 Proz. beträgt, nicht überein. Sicher ist, daß der Abstand unabhängig von allen Faktoren der Anordnung ist, so insbesondere von Stäbchendurchmesser und Spaltblende bzw. Kreisblende. Eine Erklärung für diesen Befund fehlt uns daher vorerst.

VII.

Die Reflexion erfolgt fast ausschließlich in der Oberfläche. Stellt man in den Strahlengang des Stäbchens ein nur 0,5 mm dickes Plättchen aus Kristallpulver, so sind — bei scharfen Interferenzlinien nach rückwärts — die in Richtung des primären Strahles liegenden Interferenzen durch mehrfache Reflexion im Pulver ganz außerordentlich verbreitert und daher sehr geschwächt. Es ist nicht ausgeschlossen, daß durch solchen Effekt die von Madelung[1] behauptete mikrokristalline Struktur von Flüssigkeiten bei den bisherigen Versuchen verschleiert wurde. Deshalb sollen solche Untersuchungen nur mit sehr dünnen und verteilten Flüssigkeitsschichten wiederholt werden.

VIII.

Schließlich sei über den Transport von Antikathodenmaterial nach der Kathode berichtet. Nach langem Betrieb der Siegbahn-Haddingschen Röhre zeigt sich auf der Kathode ein Beschlag von Antikathodenmaterial, der in einem Fall, als die Kupfer-Antikathode infolge Überlastung etwas angeschmolzen war, die Form von kleinen Kristallen hatte: es lagen — nur im mittleren Teile der Aluminiumkathode — nebeneinander eine Reihe von gut ausgebildeten Würfeln geringer Dicke und etwa 1 mm Kantenlänge. Der Transport des Kupfers zur Kathode ist offenbar in Ionenform vor sich gegangen; hierfür spricht, daß die Randzone stets frei ist, also von einem gewöhnlichen Destillationsbeschlag nicht gesprochen werden kann. Auch die geschätzte Masse der transportierten Masse stimmt mit plausiblen Annahmen über die Größe

1) Diese Zeitschr. 14, 729, 1913.

des Ionenstroms überein. Diese Beobachtung wird weiter verfolgt.

IX.

Eine Röntgenröhre wird beschrieben[1]), deren neues Prinzip darin besteht, daß ein Teil der Außenwand der Röhre als metallische Halbkugel die Kathode bildet, während die Antikathode im geometrischen Mittelpunkt dieser Halbkugel angeordnet ist. Die Röntgenstrahlen treten durch eine oder mehrere Durchbohrungen in der Kathode, die mit geeigneten Filtern luftdicht verschlossen sind, aus. Über Messungen an der Röhre wird berichtet werden, wenn die endgültige Bauart ausgearbeitet ist. Bemerkenswert ist, daß der „Brennpunkt" der Kathode ziemlich scharf im geometrischen Mittelpunkt liegt.

Diskussion.

Spangenberg fragt an, ob und in welcher Weise die Schwierigkeiten überwunden werden, die sich offenbar bei der Intensitätsauswertung der Pünktchendiagramme ergeben müssen.

Gerlach: Die Intensitätsmessung hat offenbar einen Haken. Denn es kommt auch das Reflexionsvermögen mit hinein. Manche Linien, die ziemlich schwach sein sollten, kommen plötzlich ganz stark hervor.

Kirchner: Ich habe hier in Jena bei Herrn Prof. Wien ähnliche Versuche gemacht. Bezüglich der Dicke der reflektierenden Schicht fand ich an elektrolytischen Niederschlägen, daß schon bei Schichten von weniger als $^1/_{200}$ mm deutliche Interferenzen auftraten.

Herzog: Die Herren Becker und Jancke haben in unserem Institut eine große Anzahl von organischen Verbindungen nach der Methode von Debye und Scherrer untersucht und gleichfalls die Dichte auf röntgenspektrographischem Wege bestimmt.

Gerlach: Die Flüssigkeitsuntersuchungen wollen wir, um ganz dünn verteilte Schichten zu bekommen, etwa derart machen, daß wir die Flüssigkeiten in Filtrierpapierstäbchen aufsaugen.

1) Eine Beschreibung einer sehr primitiven Form dieser Röhre befindet sich in Verh. d. D. phys. Ges. 1921, S. 55.

Adolf Smekal (Wien), Über die Feinstruktur der Röntgenspektren.

Es ist eine bekannte Tatsache, daß sich aus der Bohrschen Frequenzbedingung als unmittelbare Folgerung das Ritzsche Kombinationsprinzip ergibt. Während die Bewährung dieser Gesetzmäßigkeiten bis zur ultravioletten Lücke des Spektrums schon seit längerer Zeit über jeden Zweifel hinaus als gesichert gelten konnte, ist Gleiches bezüglich der Röntgenspektren erst kürzlich in vollem Umfange nachzuweisen gelungen. Über diesen Punkt sowie einige daranschließende Fragen soll im folgenden berichtet werden.

Die Vorstellungen, welche Kossel vor einigen Jahren vom Mechanismus der Röntgenlinienemission entworfen hat, führten ihn bei Annahme der Frequenzbedingung bekanntlich zu einer Reihe von Additionsbeziehungen, in denen die Frequenzen von gewissen Röntgenlinien teils untereinander, teils auch zusammen mit denen von Röntgenabsorptionskanten kombiniert erscheinen. Während letztere Beziehungen sich innerhalb der Fehlergrenzen durchaus bewährten, zeigten sich bei ersteren die bekannten „Kombinationsdefekte". Seinerzeitige Versuche von Vegard und dem Vortragenden, diese Defekte auf Grund gewisser Abänderungen der Grundvorstellungen, aber ohne Verzicht auf die Frequenzbedingung zu erklären, müssen heute als gescheitert angesehen werden. Den einfachsten möglichen Ausweg aus diesen Schwierigkeiten zeigte später Kossel selbst, indem er, die kurz vorher von Stenström experimentell festgestellte Mehrfachheit der M-Niveaus benützend, zu der Vermutung gelangte, daß manche in den Additionsbeziehungen auftretenden Linien bisher keine zutreffende Deutung erfahren hätten; für K_β insbesondere gelang es ihm, sowie Duane und Stenström, eine Deutung anzugeben, die den bekannten Kombinationsdeffekt $K_\beta - K_\alpha - L_\alpha$ als Frequenzbestand der ersten und dritten M-Kante erscheinen ließ. Wenn auch diese Auffassung damals noch nicht ganz einwurfsfrei bleiben konnte, so hat sich doch jetzt herausgestellt, daß sie vollständig zu Recht besteht.

Das Problem der Mehrfachheit der zu jeder Elektronenschale gehörigen Energieniveaus führt auch von einem etwas anderen Ausgangspunkte aus zu den Vermutungen von Kossel und in weiterer Folge zur vollständigen Bewährung des Kombinationsprinzips auch im Röntgengebiete. Die, allgemein zuletzt von Bohr in seiner neuen Arbeit bestätigte Erkenntnis, daß die Elektronenringvorstellung als zu weitgehend schematisiert, fallen gelassen werden muß, eröffnete dem räumlichen Atommodell freien Weg, dessen Elektronenbahnen im allgemeinen mittels dreier Quantenzahlen festgelegt werden müssen. Die naheliegendste Folgerung, die daraus gezogen werden konnte, war, daß die zweiquantige L-Schale zu im ganzen drei verschiedenen L-Niveaus Anlaß geben könnte, die dreiquantige M-Schale zu maximal 6 M-Niveaus, die vierquantige N-Schale zu maximal

10 *N*-Niveaus usw. In der Tat ergab sich die zuerst von M. de Broglie festgestellte Dreizahl der *L*-Kanten als Höchstzahl einwandfrei aus den Messungen amerikanischer Forscher und wurde kurz darauf auch noch durch die schönen Messungen von G. Hertz bestätigt. Die wirkliche Anzahl 5 der *M*-Kanten ist hingegen um weniges später, nachdem sie auf dem sogleich zu schildernden Wege vorausberechnet worden war, von Coster durch direkte Messung im Thorium- und Uranspektrum nachgewiesen worden.

Erwägt man die soeben als möglich bezeichnete große Anzahl insbesondere der *M*- und *N*-Niveaus und die daraus resultierende große Mannigfaltigkeit von möglichen Elektronenübergängen zwischen ihnen, so ist auch bei Geltung eines dieselben stark einschränkenden Auswahlprinzips klar, daß die bis zum Ende des Vorjahres mit Sicherheit zur *L*-Serie gezählten Linien an Zahl zu gering waren, um diesen Folgerungen recht zu geben. Indessen fand sich in den *L*-Messungen an Wolfram von Dershem, Siegbahn, Overn und M. de Broglie eine Anzahl sehr schwacher Linien, deren Zugehörigkeit zum Wolframspektrum noch nicht als gesichert gelten. Durch Einbeziehung dieser Linien wurde das vorhandene Material aber auch hinsichtlich Sommerfelds empirischer Feinstrukturtheorie in befriedigender Weise ergänzt, indem sich damit zugleich zu den bisherigen vier Sommerfeldschen *L*-Dubletts weitere derartige Dubletts gesellen ließen.

War nun die Bohrsche Frequenzbedingung und damit das Kombinationsprinzip im Röntgengebiete wirklich exakt zutreffend, so mußten sich unter den Frequenzdifferenzen: Absorptionskante minus zugehörige Linie, wenn man diese für alle bekannten Linien und Absorptionskanten bildete, stets dann mindestens zwei übereinstimmende Beträge ergeben, wenn ein bestimmtes bis dahin noch unbekanntes Energieniveau an der Entstehung von mindestens zwei bekannten Linien Anteil hatte. Dies war in der Tat der Fall und so gelang es, mit einer Ausnahme, sämtliche am Wolfram gemessenen Röntgenlinien in ein Frequenzschema einzuordnen, das nun die Gültigkeit des Kombinationsprinzips in deutlichster Weise zum Ausdruck brachte[1]). Es ergaben sich, wie bereits erwähnt, 5 verschiedene *M*-Niveaus, ferner mindestens 5 *N*-Niveaus, sowie *O*-Niveaus, deren Trennung die Genauigkeit der damaligen Messungen jedoch nicht gestattete. Die Zuordnung der einzelnen Linien selbst ergab sich dabei unabhängig, aber in vollkommener Übereinstimmung mit den Anregungsmessungen von Hoyt und Dauvillier.

Die durch das vorhandene Material gebotene Beschränkung der Untersuchung auf die Wolframlinien hatte den Nachteil, daß eine Prüfung sämtlicher gefundenen Linien-Zuordnungen bei anderen Elementen zunächst unterbleiben mußte, auch war es nicht möglich, den Verlauf der einzelnen neuen Energieniveaus mit veränderlicher Ordnungszahl zu studieren. Auf Grund der neuen seither erschienenen *L*-Linienmessungen von Coster und Dauvillier, welche durch Auffindung neuer, schwacher Linien der Elemente *Ta* bis *U* das diesbezügliche vorhandene Material fast zu der beim Wolfram erreichten Vollständigkeit brachten, hat Herr Wentzel bei Geheimrat Sommerfeld diese wichtigen Ergänzungen vorgenommen. Alle diese Herren haben, zum Teil auch selbständig, Frequenzschemata für die Röntgenlinien aufgestellt; sie weichen von dem oben erwähnten Schema nur hinsichtlich einiger schwacher Linien voneinander ab, deren Identifikation von Element zu Element Schwierigkeiten bot. Als feststehendes Ergebnis aller dieser, auf ein nunmehr sehr reichhaltiges Material gegründeten Untersuchungen kann angenommen werden, daß die Gesamtzahl der *N*-Niveaus auf sieben zu erhöhen ist. Man hat somit die Regel: Beträgt die Quantensumme einer Elektronenschale k, d. h. ist die Schale k-quantig, so ist die Anzahl der ihr zugehörigen Energieniveaus $2k - 1$. Da nun nach Bohr die *O*-Schale bei den schwersten Elementen dreiquantig ist, ferner die *P*-Schale zweiquantig, so muß man die Existenz von 5 *O*- und 3 *P*-Niveaus annehmen. Anzeichen dafür, daß die *O*-Schale wirklich dreiquantig ist, hat Herr Wentzel in der Tat auf Grund seines wichtigen Auswahlprinzips gefunden, auf dessen Einzelheiten hier aber nicht näher eingegangen werden kann. Bei der großen Schwäche der Linien, welche zu diesen ganz nahe der Atomoberfläche befindlichen Schalen gehören, kann es nicht wundernehmen, daß hier noch manches ungeklärt ist und über die Einordnung gewisser Linien noch Meinungsverschiedenheiten bestehen. So glaubt z. B. Herr Dauvillier neuerdings, 8 *N*-Niveaus annehmen zu sollen, ferner ordnet er die von ihm am Uran gemessene, kurzwelligste Linie L_{γ_7} einem *O*-Niveau zu, während sie nach Frequenz und Auswahlprinzip einem *P*-Niveau zugehören müßte, worauf auch Herr Wentzel den Vortragenden freundlicherweise aufmerksam gemacht hat. Abgesehen von solchen Einzelheiten kann aber

1) A. Smekal, Wien. Anz. 10. Februar 1921; Wien. Ber. 130 [2a], 25, 1921; Zeitschr. f. Phys. 5, 91, 121, 1921.

der von Kossel seinerzeit geäußerte Wunsch, „ein möglichst vollständiges Netz von Additionsbeziehungen über alle Terme und Linien zu spannen" heute im wesentlichen als erfüllt angesehen werden.

Die nächste Frage, die sich angesichts dieser Ergebnisse erhebt, ist nun die nach der Erklärung der zahlreichen gefundenen Energieniveaus auf Grund des Atommodells. Nach Böhr gibt es zwei Arten von L-Elektronen, hingegen haben wir aber drei L-Niveaus!, ferner drei Arten von M-Elektronen, aber fünf M-Niveaus! usw. Leider sind anscheinend noch keine experimentellen Tatsachen bekannt, welche eine bestimmte Aussage darüber zu machen gestatten, auf welche Art man unter den hierfür in Betracht kommenden Möglichkeiten etwa das Auftreten von drei L-Kanten zu verstehen hätte. Eine unter Umständen aussichtsreiche Gelegenheit zu derartigen Schlüssen böte die genauere Untersuchung des Intensitätsanstieges der L-Linien mit wachsender Röhrenspannung. Nach den Untersuchungen von Webster und Clark ist dieser Anstieg für die zu L_1 und L_2 gehörigen Linien ungefähr proportional der $^2/_3$ten Potenz des Spannungsüberschusses über das Anregungspotential, doch fehlen genauere Angaben, sowie auch die Untersuchung von zu L_3 gehörigen Linien. Sollte sich der Verlauf des Intensitätsanstieges mit wachsendem Potential für eine zu L_3 gehörige Linie als von dem der übrigen Linien verschieden herausstellen, so könnte hieraus — wie Herr Herzfeld gelegentlich gesprächsweise zusammen mit dem Vortragenden feststellte — unter Umständen auf eine gewisse Abhängigkeit der Anregung des L_3-Niveaus von L_1 oder L_2 geschlossen werden.

Eine andere Möglichkeit um derartige Fragen zu entscheiden, bietet die Abhängigkeit der Frequenzen einzelner Röntgenlinien von der Ordnungszahl. In dieser Hinsicht kann vielleicht einmal die nur bis zum Indium ($Z = 49$) gemessene Linie L_{α_2} eine gewisse Bedeutung erlangen. Dauvillier ist zwar der Ansicht, daß L_{α_2} nichts anderes als eine Fortsetzung der in diesem Gebiete nicht gefundenen Linie L_η darstelle, doch überzeugt man sich leicht, daß gegen diesen Schluß mancherlei ernste Bedenken vorliegen. Sollte L_{α_2}, wie wir annehmen möchten, nicht mit L_η identisch sein, so wäre daraus beispielsweise zu folgern, daß das Auftreten des M_5-Niveaus der schwersten Elemente, dem die Linien L_ε und L_η ihre Entstehung verdanken, an das Vorhandensein einer vierquantigen N-Schale gebunden ist, die nach Bohr erst von den seltenen Erden an existieren kann, während L_{α_2} etwa mit der Dreiquantigkeit der N-Schale jener Elemente, bei denen diese Linie allein auftritt, in Verbindung gebracht werden müßte. Dies würde dann bedeuten, daß das M_5-Niveau nur unter wesentlicher Mitwirkung der nächstäußeren Schale zustande kommt.

Eine dritte Möglichkeit wäre schließlich vorhanden, wenn sich herausstellen sollte, daß Quantenübergänge zwischen verschiedenen Niveaus derselben Elektronenschale vorkommen. Wie Wentzel und Coster hervorheben, wäre eine dem Übergange $L_3 \to L_1$ entsprechende Spektrallinie in der Nähe der härtesten M-Linien beobachtbar, doch fehlen über dieses Gebiet, wie auch jenes der zu M_5 gehörigen Linien (deren Frequenzen sich aus dem Niveauschema ohne weiteres vorausberechnen lassen) Messungen noch vollständig. Hoffentlich werden diesbezügliche Untersuchungen, die Herr Coster bereits in Aussicht gestellt hat, baldigst einen weiteren Fortschritt in diesen wichtigen Fragen ermöglichen.

Diskussion.

Herr Wentzel weist auf Gesetzmäßigkeit des Niveauschemas hin. 1. Auswahlprinzip für zwei Quantenzahlen:

$$|n_A - n_E| < 1 \qquad m_A - m_E = 1.$$

2. Dublettanordnung des Niveaus; es wechseln reguläre Dubletts ($\Delta X = \text{const}$) und irreguläre Dubletts ($\Delta \sqrt{\nu} = \text{const}$) im Niveauschema ab.

E. Hückel, Zerstreuung von Röntgenstrahlen durch anisotrope Flüssigkeiten. (Auszug aus der Göttinger Dissertation 1921.) (Mit Tafel VII.)

Das Ziel der auf Veranlassung von Herrn Professor Debye ausgeführten Arbeit ist die Entscheidung der Frage, ob bei den von O. Lehmann als „flüssige" bzw. als „fließende" Kristalle bezeichneten Substanzen eine Raumgitterstruktur vorkommt oder nicht. Diese Substanzen haben in den einfachsten Fällen ein bestimmtes zwischen Schmelz- und Klärungspunkt liegendes Temperaturgebiet, in dem sie trübe Schmelzen bilden. Die Beobachtung unter dem Polarisationsmikroskop zeigt, daß diese trüben Flüssigkeiten aus ungeordneten, optisch anisotropen Bereichen bestehen. Bei den fließenden Kristallen lassen sich unter dem Mikroskop bei Abkühlung unter den Klärungspunkt polyedrische kleine Kristalle beobachten, deren Ecken und Kanten mehr oder weniger abgerundet sind.

Die Arbeit wendet auf die trüben Flüssig-

keiten bei flüssigen und fließenden Kristallen die Debye-Scherrersche Methode der Röntgeninterferenzen an regellos orientierten Teilchen an. Dabei kommen aber nur die trüben Schmelzen als solche, nicht die sich bei den fließenden Kristallen während der Abkühlung ausscheidenden Kristalle zur Untersuchung. Denn diese letzteren zu durchstrahlen ist einerseits nicht notwendig, andererseits aber auch schwer ausführbar, da sie sich nicht stundenlang halten lassen, wie dies bei den erforderlichen langen Belichtungszeiten notwendig wäre.

Die Versuchsanordnung war folgende: die Substanz wurde in einem heizbaren Gefäß geschmolzen, dessen Boden von einer 0,01 mm dicken Aluminiumfolie gebildet wurde. Die Temperatur konnte mit einem Thermoelement gemessen werden. Auf diese Substanz fiel senkrecht zur Flüssigkeitsoberfläche ein Bündel Röntgenstrahlen, welches in der Hauptsache charakteristische Kupferstrahlung enthielt. Hinter der Aluminiumfolie des Gefäßbodens war eine photographische Platte aufgestellt. Besäßen die optisch anisotropen Bereiche der Flüssigkeit Raumgitterstruktur, so hätte man auf der Platte scharfe Interferenzen zu erwarten, die in Kreisen um den Primärstrahl bestehen. Handelt es sich dagegen um eine Flüssigkeit, so hat man nur einen unscharfen Beugungsring zu erwarten, dessen Durchmesser nach Debye[1]) ein Maß für die Größe der Moleküle der Flüssigkeit abgibt. Würde es sich um in Flüssigkeit suspendierte Raumgitterbereiche handeln, so müßten Kristallinterferenzringe und Flüssigkeitsbeugungsring gleichzeitig auftreten.

Es wurden untersucht:

Von den flüssigen Kristallen:			
Paraazoxyanisol	fest,	trübflüssig,	klarflüssig
Paraazoxyphenetol	„	„	—
Dianisalazin	—	„	—
Von den fließenden Kristallen:			
Cholesterylpropionat	fest,	trübflüssig,	klarflüssig
Cholesterylbenzoat	—	„	—

Ein Teil der gemachten Aufnahmen ist auf der beigegebenen Tafel zum Abdruck gebracht. Es ist dazu zu bemerken, daß die in Bild 1 erhaltene Interferenzfigur von der *Al*-Folie des Gefäßbodens herrührt und demgemäß auf allen Aufnahmen wiederkehrt. Daß die von der *Al*-Folie herrührenden Interferenzen keine Kreise, sondern symmetrisch auf Kreisen angeordnete Figuren geben, erklärt sich daraus, daß durch das Walzen der Folie gewisse Orientierungen der das Aluminium bildenden Kristalle bevorzugt sind.

Das Resultat, welches ebenso aus den nicht zum Ausdruck gebrachten Aufnahmen folgt, läßt sich aus den Aufnahmen ohne weiteres ablesen:

Bei den festen Substanzen ergaben sich Raumgitterinterferenzen. Bei den trüben Flüssigkeiten trat ebenso wie bei den klaren nur der unscharfe Beugungsring auf ohne eine Andeutung von Raumgitterinterferenzen. Daraus ist die Folgerung zu ziehen: Die trüben Schmelzen bestehen nicht aus Raumgitterbereichen; ferner sind auch keine merklichen Mengen von Raumgitterbereichen in der Flüssigkeit suspendiert. Nicht unmöglich dagegen ist es, daß geringe Mengen von Kristallen in der Flüssigkeit suspendiert sind, da die von ihnen herrührenden Interferenzen zu schwach wären, um nachweisbar zu sein. Nicht berührt wird hiervon die Tatsache, daß bei den fließenden Kristallen bei der Abkühlung unter dem Klärungspunkt sich Kristalle ausscheiden.

Auf Grund dieses Ergebnisses ist in der Überschrift von anisotropen Flüssigkeiten statt von flüssigen und fließenden Kristallen die Rede. Denn es entspricht wohl dem allgemeinen Gebrauch, das Wort Kristall für Körper mit Raumgitterstruktur vorzubehalten. Man wäre sonst genötigt, z. B. ein Gas mit Molekülen, welche elektrische Dipole tragen im elektrischen Felde, oder ein paramagnetisches Gas im magnetischen Felde als Kristall zu bezeichnen. Denn hier tritt ebenso wie bei den sog. flüssigen und fließenden Kristallen optische Anisotropie auf.

Da also die anisotropen Flüssigkeiten keine Raumgitterstruktur besitzen, so ist wohl anzunehmen, daß es sich bei den anisotropen Bereichen um infolge ihrer elektrischen oder auch magnetischen Eigenschaften mehr oder weniger geordnete Moleküle handelt, etwa in dem Sinne, wie dies die Bornsche Theorie der anisotropen Flüssigkeiten annimmt, doch vermag naturgemäß die vorliegende Arbeit darüber keinen Aufschluß zu geben.

Zum Schluß möchte ich es nicht unterlassen, Herrn Professor Vorländer auch an dieser Stelle für die freundliche Überlassung der Substanzen zu danken, durch die er mir die Ausführung der Versuche ermöglichte.

1) Nach einem auf der Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte in Bad Nauheim 1920 gehaltenen Vortrage.

Diskussion.

Weigert-Leipzig: Das Resultat von E. Hückel steht in Übereinstimmung damit, daß bis jetzt noch niemals bei der akzidentellen Doppelbrechung Änderungen der Röntgeninterferenz aufgefunden wurden, so daß die Anisotropie der flüssigen Kristalle wahrscheinlich wie bei den akzidentell doppelbrechenden Stoffen nicht in Molekulardimensionen liegt, sondern in größeren Molekularkomplexen, die gerichtet sind, innerhalb derer aber die Einzelmoleküle ungeordnet liegen.

E. Tiede (Berlin), Borsäurehydrate als Grundlage hochphosphoreszenzfähiger Systeme. (Nach gemeinsamen Versuchen mit den Herren P. Wulff und A. Ragoß.) (Mit Demonstrationen.)

Setzt man zu reinster Orthoborsäure gewisse organische Verbindungen, besonders aromatische und heterozyklische in sehr geringer Menge hinzu und entwässert dann diese Mischungen in geeigneter Weise weitgehend, aber nicht völlig, durch Schmelzen, ohne daß eine Zersetzung der organischen Körper stattfindet, so erhält man Präparate, die nach dem Erkalten und Erstarren der Borsäurehydratschmelzen außerordentlich stark phosphoreszieren. Die neuartigen Phosphore leuchten nach vorangegangener Belichtung durch passende, besonders ultraviolette, Lichtquellen in sehr intensivem nach den jeweils eingebetteten organischen Verbindungen verschiedenfarbigem Lichte nach und klingen relativ schnell ab, die bisher besten Präparate in etwa 2—3 Minuten. Die Borsäurephosphore stehen in Analogie zu den durch die schon lange zurückliegenden Versuche von E. Wiedemann und G. C. Schmidt entdeckten Lumineszenzerscheinungen, doch zeigen sie auch weitgehende Unterschiede, auf die hier nicht eingegangen werden kann. Die Intensität des Phosphoreszenzeffektes, sowie die Möglichkeit, die Präparate in durchsichtiger Schicht darzustellen, dürfte diese Phosphore verschiedenen Problemen der physikalischen und chemischen Forschung nutzbar machen. Es braucht ja hier nur an die Arbeiten der Herren Lenard und Stark und auf rein chemischem Gebiet an die von Kauffmann, Ley usw. erinnert zu werden.

(Die ausführliche Publikation der Untersuchung erfolgt demnächst in den Berichten der Deutschen Chemischen Gesellschaft.)

R. Seeliger (nach Versuchen gemeinsam mit K. Lapkamp), Über Absorption von Gasen durch Kristalle.

I. Einleitung.

Einige Kristalle der Zeolithgruppe haben, wie zuerst Friedel[1]) feststellte, später Rinne[2]) und Grandjean[3]) weiter untersuchten, die merkwürdige Eigenschaft, daß sie nach Austreibung des in ihnen enthaltenen Wassers sehr heftig und in großen Mengen Gase oder Dämpfe an Stelle dieses Wassers aufzunehmen vermögen. Die von Friedel mitgeteilten Zahlenangaben sowie die Ergebnisse einer orientierenden Untersuchung von Wolff[4]) zeigten bereits eine auffallend große Aufnahmefähigkeit für Gase, so daß eine eingehendere Untersuchung wünschenswert schien. Wir geben hier den ersten Teil der Untersuchung, die für eine Reihe ausgewählter Gase die bei 0° C zwischen 0 und 760 mm *Hg* Druck aufgenommenen Mengen und den zeitlichen Verlauf der Gasaufnahme enthält, und zwar in quantitativen Angaben. Ob es sich dabei um eine reine Adsorption im üblichen Sinne handelt oder ob die Gase in den Kristallverband eintreten und dort festgehalten werden, ist eine noch nicht entschiedene Frage. Während die Absorptionsversuche wenigstens zum Teil dafür zu sprechen scheinen, daß ein entwässerter Zeolithkristall ein offenbar sehr feines Netzwerk von großer wirksamer Oberfläche und sehr geringer Porengröße darstellt und sich prinzipiell ähnlich verhält wie die bekannten porösen, adsorbierenden Körper (wobei allerdings der Gitterbau insofern quantitativ von Bedeutung ist, als er die Größe der wirksamen Oberfläche bedingt und als alle Umstände die Aufnahmefähigkeit vermindern oder ganz zum Verschwinden bringen, welche ihn zerstören), scheinen andererseits gewisse mit der Absorption verknüpfte Änderungen der optischen Eigenschaften, z. B. der Lage der optischen Achsen, darauf hinzudeuten, daß die aufgenommenen Gase unmittelbar in das Kristallgitter eintreten[5]).

II. Versuchsanordnung.

Zu unseren Versuchen benutzten wir als das am besten geeignete Mineral Chabasit (von Rübendörfel in Böhmen), dessen Zusammen-

1) G. Friedel, Bull. Soc. Min. Francs. **19**, 14, 94. 1896.
2) F. Rinne, Jahrb. d. Min. 1897, II. 30.
3) Grandjean, C. R. **149**, 866, 1909.
4) W. Wolff, Diss. Greifswald 1920; R. Nacken u. W. Wolff, Centralbl. f. Min. etc. 1921, S. 364.
5) Zusammenfassung der Literatur bis 1905 bei C. Doelter, Phys.-chem. Mineralogie, Kap. 17.

setzung zu $Ca(Al_2)Si_4O_{12} \cdot 6H_2O$ angegeben wird. Er wurde stets bei 400° C entwässert, wobei er rund 16 Proz. seines Gesamtgewichts oder rund 80 Proz. des ursprünglichen Wassergehaltes verliert. Bringt man den so vorbereiteten Chabasit in einen evakuierten Raum, so ist er bereit, Gase irgendwelcher Art aufzunehmen. Diese Aufnahme kann durch erneute Evakuation in den meisten Fällen quantitativ rückgängig gemacht, der Kristall also so in einfacher Weise vollständig regeneriert werden, vorausgesetzt natürlich, daß die aufgenommenen Gase sorgfältig getrocknet waren. Unter den von uns untersuchten Gasen ließen sich nur NO, NH_3 und C_2H_2, letzteres wenn es nicht vom Phosphorwasserstoff befreit war, nicht durch bloße Evakuation wieder vollständig austreiben, sondern es mußte eine erneute Erhitzung zu Hilfe genommen werden. Vor und nach jedem Absorptionsversuch prüften wir durch Einschalten eines Versuchs mit trockener Luft und eines Versuchs im evakuierten Raum in doppelter Weise, ob der Chabasit wirklich unverändert geblieben war, wobei sich innerhalb der Fehlergrenzen (die für unsere Messungen kleiner als 1 Proz. sind) stets dieselben Werte ergaben. Da sich ferner zeigte, daß die Aufnahmefähigkeit bei öfterem Erhitzen (auf 400°) sich ändert, mußte auch hier die Möglichkeit streng reproduzierbarer Verhältnisse festgestellt werden. Es ergab sich, daß die Aufnahmefähigkeit mit der Zahl der vorangegangenen Erhitzungen abnimmt zu einem konstanten Endwert (der nach etwa drei Erhitzungen bereits erreicht wird und etwa 70 Proz. des für den nur einmal benutzten Chabasit geltenden Wertes beträgt). Auf diesen Endzustand beziehen sich demgemäß alle unsere Angaben.

Untersucht wurden die Gase ($Ne + He$) Gemisch, bestehend aus 75 Proz. Helium und 25 Proz. Neon, Wasserstoff, Stickstoff, Sauerstoff, Metan (CH_4), Acetylen (C_2H_2), Ammoniak (NH_3), Kohlensäure (CO_2) und Stickoxyd (NO). Über die Herstellung dieser Gase ist, abgesehen von sorgfältiger Trocknung in mehreren langen Phosphorpentoxyd-, Chlorcalcium- oder Natronkalktürmen, noch folgendes zu sagen: (Ne, He) Gemisch entnommen aus einer Bombe, die uns von der Linde-A.-G. freundlichst zur Verfügung gestellt war, geleitet über glühendes Mg; H_2 aus Bombe, sowie elektrolytisch dargestellt; N_2 aus Bombe, geleitet über glühendes Cu; O_2 elektrolytisch dargestellt. CO_2 aus Bombe; C_2H_2 aus Calciumcarbid, geleitet durch $AgNO_3$; CH_4 aus Aluminiumcarbid, geleitet durch $AgNO_3$-Lösung; NH_3 aus konzentrierter Lösung; NO aus KNO_2 und H_2SO_4 mit $FeSO_4$-Zusatz, geleitet durch eine essigsaure Lösung von gelbem Blutlaugensalz.

Die Methode der Absorptionsmessung war die in einer vorläufigen Notiz bereits beschriebene dynamische Methode[1]), die sich vorzüglich bewährt hat und mit einer fast beliebigen Genauigkeit große Bequemlichkeit verbindet. Sie besteht darin, daß man den absorbierenden Körper einmal im Vakuum vor der Absorption und dann in dem zu untersuchenden Gas nach der Absorption Torsionsschwingungen ausführen läßt. Die Zunahme dT der Schwingungsdauer T gibt dann unmittelbar die absorbierte Gasmenge ε in Gewichtsprozenten des absorbierenden Körpers nach der Formel

$$\varepsilon = \frac{2\,dT}{T}\,(1 + K_0/K_K),$$

worin K_0 das Trägheitsmoment der Aufhängung, K_K das des absorbierenden Körpers ist. In unserem Fall waren K_0/K_K und Dämpfung zu vernachlässigen, sodaß wir ε erhielten aus zwei reinen Zeitmessungen. Diese, d. h. die Bestimmung der Schwingungsdauern, wurden vorgenommen mit Skala und Spiegel und mit Hilfe einer elektromagnetisch ausgelösten Stoppuhr. Die Benutzung einer Koinzidenzmethode, welche die Genauigkeit ohne Mühe auf 0,1 Promille steigern ließe, war für den vorliegenden Zweck entbehrlich, da wir auch mit der genannten einfachen Anordnung eine vollkommen hinreichende Genauigkeit (von einigen Promille) erzielten[2]). Im einzelnen ist zur Versuchsanordnung noch folgendes zu bemerken: Wir benutzten etwa 4 g ausgesuchte Chabasitkristalle in Stückchen von etwa 3 mm Durchmesser, die von einem dünnen Drahtnetz zusammengehalten wurden. Dieses Netz, das zugleich einen kleinen Spiegel trug, war aufgehängt an einem Platindraht von 50 cm Länge und 0,04 mm Dicke und konnte durch einen Torsionkopf mit Schliff in Schwingungen versetzt werden. Das ganze Absorptionsgefäß war umgeben von einem Bad aus schmelzendem Eis, um die Temperatur auf 0° konstant zu halten, eine Vorsichtsmaßregel, welche die über Tage sich erstreckenden Versuchsdauern erforderten. Der Druck im Absorptionsgefäß wurde abgelesen an einem Quecksilbermanometer, und zwar unter Berücksichtigung des Barometerstandes auf 1 mm genau. Die Schwingungsdauer war von der Größenordnung von 5 sec und wurde in der angegebenen Weise aus je 100 Schwingungen bestimmt.

1) R. Seeliger, Zeitschr. f. Phys. **4**, 189, 1921.

2) Sollte bei der Absorption eine Quellung oder Schrumpfung der Kristalle stattfinden, so käme hierdurch eine Fehlerquelle herein, die sich aber im Gegensatz zu der Sachlage bei der üblichen volumetrischen Methode bei unserer dynamischen Methode durch Verkleinerung der Korndimensionen beliebig verkleinern ließe.

III. Ergebnisse.

Die Absorptionsisothermen bei 0° zwischen 0 und 760 mm Hg sind nach unseren Versuchen in der Fig. 1 gezeichnet, und zwar sind

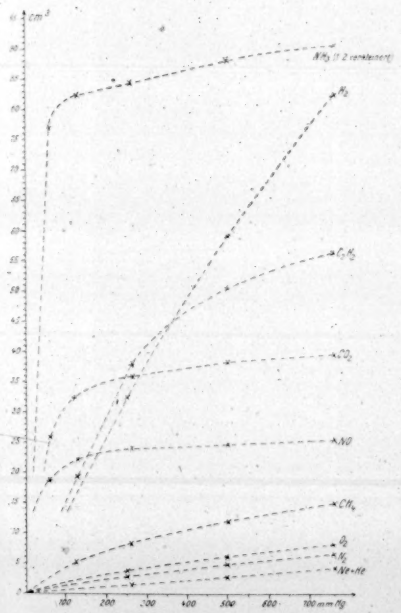


Fig. 1.

als Ordinaten ccm (reduziert auf 0° und 760 mm) der von 1 g Chabasit aufgenommenen Gase angegeben. Qualitativ fällt bereits die Ähnlichkeit mit den Adsorptionsisothermen auf, wie sie bei den bisher untersuchten Adsorbentien (Kohle, Meerschaum, Glaspulver u. dgl.) erhalten wurden, nämlich das Hinstreben nach einem Sättigungszustand mit wachsendem äußeren Druck. Dabei machen sich aber spezifische Eigenschaften der Gase schon insofern bemerkbar, als die schwer verdichtbaren H_2, N_2, O_2, $(Ne + He)$ in dem untersuchten Druckbereich deutlich noch am weitesten von der Sättigung entfernt sind. Eine Gesetzmäßigkeit ergab sich bei dem naheliegenden Versuch, die Aufnahmefähigkeiten in Beziehung zu bringen zu den kritischen Temperaturen der aufgenommenen Gase. In Unkenntnis der im Sättigungszustand aufgenommenen Mengen konnten wir allerdings nur die bei 760 mm Druck erhaltenen Werte miteinander vergleichen, doch zeigte sich bereits hier ganz unverkennbar, daß die aufgenommenen Mengen (cm³/g) um so größer sind, je höher die kritische Temperatur ist, wie dies die Tabelle I zeigt[1]). Eine Ausnahme macht nur H_2, der vollkommen aus der Reihe herausfällt. Bei NO und CH_4 könnte man bei Betrachtung der Kurven daran zweifeln, ob im Zustand der Sättigung ersteres oder letzteres mehr auf-

Tabelle I.

Gas	v_{760}	T_K (in C)
$(Ne + He)$ . .	4,10	$(< -264; < -200)$
N_2	6,80	-146
O_2	8,32	-119
CH_4	15,18	-82 (-95)
NO	25,67	-94
CO_2	39,60	$+31$
C_2H_2	56,46	$+37$
H_2	82,22	-241
NH_3	180,59	$+131$

genommen hätte. Die in der Literatur angegebenen Werte der kritischen Temperaturen (94° für NO und 82—95° für CH_4) sind mit der einen oder anderen Extrapolation im Sinne unserer Regel verträglich. Bemerkenswert scheint endlich noch zu sein, daß sich bei den Gasen, deren kritische Temperatur oberhalb der Beobachtungstemperatur (0° C) liegt, nämlich bei CO_2, C_2H_2 und NH_3 keinerlei Unregelmäßigkeiten im Verlauf der Isothermen finden. Tiefer kann man natürlich in die Verhältnisse eindringen, wenn man den ganzen Verlauf der Isothermen berücksichtigt, wie dies am besten durch eine formelmäßige Darstellung desselben geschieht[2]). Ebenso wie die bekannten Adsorptionsisothermen lassen sich die von uns gefundenen Kurven näherungsweise darstellen durch die Formel[3])

$$v = \alpha \cdot p^{\frac{1}{n}}.$$

Die numerische Rechnung und besser noch die graphische Prüfung durch Zeichnung der log. p-log. v-Kurven (Fig. 2) zeigen, daß eine solche Darstellung in erster Näherung möglich ist. Die Abweichungen liegen wie bei den Adsorptionsisothermen in dem Sinn, daß $\frac{1}{n}$ mit wachsendem Druck abnimmt. Die Werte für die

1) Benutzt man zur Ordnung der Gase an Stelle der kritischen Temperaturen die Konstante a der van der Waalsschen Gleichung (vgl. Zsigmondy, Kolloidchemie, S. 91), so erhält man, wiederum mit Ausnahme von H_2, einen analogen gesetzmäßigen Zusammenhang.

2) Für alles Folgende sei hingewiesen auf Freundlichs Kapillarchemie.

3) v ist gemessen in cm³/g, p in cm Hg.

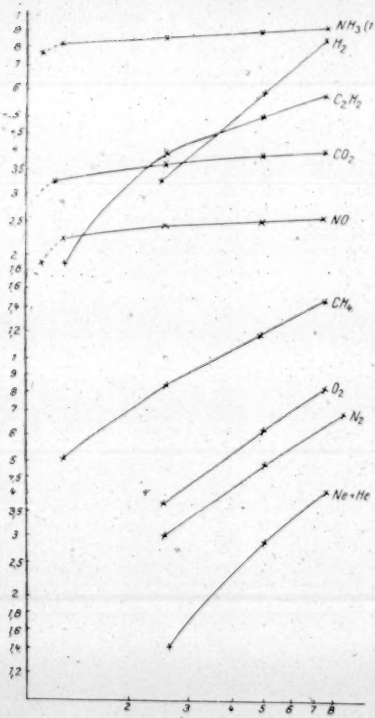


Fig. 2.

konstanten $\frac{1}{n}$ und α sind in der Tabelle II zusammengestellt, und zwar sind die Gase geordnet

Tabelle II.

Gas	$1/n$	α
$(Ne+He)$	0,96	0,06
H_2	0,83	2,26
N_2	0,73	0,29
O_2	0,71	0,37
NO	0,08	18,14
CH_4	0,64	9,76
CO_2	0,12	24,13
C_2H_2	0,43	9,38
NH_3	0,06	138,02

nach steigenden kritischen Temperaturen. Sehen wir zunächst ab von einer Diskussion der α-Werte, denen bei der weiten Extrapolation geringe Bedeutung zukommt, so finden wir, daß $\frac{1}{n}$ mit sinkender kritischer Temperatur gegen den Wert 1 strebt, wie dies auch Adsorptionsversuche an den üblichen Adsorbentien wahrscheinlich gemacht haben. Bemerkenswert ist, daß sich nun H_2 durchaus in die reguläre Reihenfolge einordnet und daß die Grenzen für $\frac{1}{n}$ bei Chabasit wesentlich weiter gespannt sind als bei den anderen Adsorbentien. Deutliche Ausnahmen bilden nur NO und C_2H_2. Bei letzterem sind allerdings die Abweichungen der logarithmischen Kurven von der Geradlinigkeit so groß, daß ein Rückschluß auf den Wert von $\frac{1}{n}$ mit Vorsicht zu betrachten ist. (Es scheint auf einen tieferen Zusammenhang hinzudeuten, daß gerade diese Gase, wie wir sogleich sehen werden, auch bezüglich des zeitlichen Verlaufs der Gasaufnahme sich irregulär verhalten.) Über die α-Werte ist aus dem oben genannten Grund wenig zu sagen, sie spiegeln in rohem Gang den bereits bekannten Zusammenhang der Sättigungsmengen mit den kritischen Temperaturen nun auch für die bei 1 cm Druck aufgenommenen Mengen wieder. Abgesehen von der bereits bemerkten Ausnahme für H_2 fallen deutlich wiederum NO und C_2H_2 aus der Reihe heraus, und zwar liegt die Abweichung für α in beiden Fällen gerade in der umgekehrten Richtung wie die für $\frac{1}{n}$.

Der zeitliche Verlauf der Gasaufnahme bei 760 mm Druck ist in Fig. 3 wiedergegeben. Qualitativ zeigen unsere Kurven dasselbe Bild, wie es für die Adsorption bereits bekannt ist; quantitativ mißt die Zeit bis zur Erreichung des Gleichgewichts jedoch hier nach Stunden, bei dem am schnellsten eindringenden Wasserstoff etwa $^1/_2$ Stunde, bei dem am langsamsten eindringenden Stickstoff etwa 20 Stunden, die Aufnahmegeschwindigkeit ist also erheblich kleiner als bei den üblichen Adsorbentien. Auffallend ist, daß gerade die beiden Gase NO und C_2H_2 durch besonders kleine Aufnahmegeschwindigkeit ausgezeichnet sind, für die wir oben eine Irregularität der $\frac{1}{n}$- (und α-)Werte gefunden hatten. Ferner ist bemerkenswert, daß Wasserstoff hier auch insofern eine Sonderstellung einnimmt, als für ihn die Aufnahmegeschwindigkeit besonders groß ist, größer insbesondere als die für $(He+Ne)$, O_2 und N_2.

Zum Schluß sei noch die Aufnahmefähigkeit einiger der bisher untersuchten Adsorbentien verglichen mit der Aufnahmefähigkeit des Chabasits, wie dies in der Tabelle III durchgeführt ist. Mit Ausnahme wiederum von Wasserstoff erhielten wir (alles bezogen auf 0°

Tabelle III.

Absorber	He	$(Ne+He)$	H_2	N_2	O_2	CH_4	CO_2	NH_3	Bemerkungen
Kohle . . .	—	—	1,5	13,0	—	—	65,8	135,0	Titoff, Zeitschr. f. phys. Chem. **74**, 641, 1910.
Kohle . . .	1,2	—	2,4	9	10,8	—	—	—	Dewar.
Kohle . . .	—	—	—	12	—	33	55	—	Homfrey, Ztschr. f. phys. Chem. **74**, 121, 1910.
Chabasit . .	—	4,1	82,2	6,9	8,3	15,1	39,6	180,6	

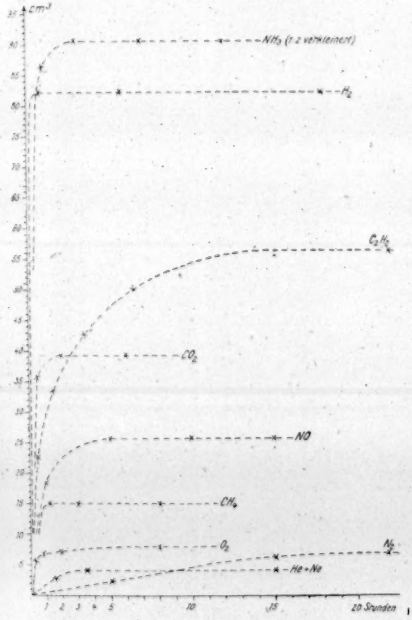


Fig. 3.

und 760 mm) dieselbe Größenordnung, wie sie an jenen beobachtet wurde. Ergänzt seien diese Angaben noch durch die α-Werte: Für NH_3 an Meerschaum 54,8, an Chabasit 138, für CO_2 an Kohle 2,9, an Chabasit 24, soweit die notwendigen Extrapolationen nach dem oben über die Erfüllung des exponentialen Gesetzes Gesagten einen Vergleich zulassen.

IV. Zusammenfassung.

Soweit die bisherigen Versuche reichen, kommt man zusammenfassend zu einem recht verwickelten Bild für das Verhalten des Chabasits, insofern, als zwar der größere Teil der Beobachtungsergebnisse eine Deutung der Gasaufnahme im Sinn einer thermodynamisch erfaßbaren Adsorption erlaubt, als aber diesen so deutliche Ausnahmen gegenüberstehen, daß man die Mitwirkung spezifischer, noch unbekannter Faktoren nicht in Abrede stellen kann und als endlich drittens diese Ausnahmen z. T. noch recht widerspruchsvoll mit anderen etwa möglichen Deutungsversuchen sind.

Für die Deutung als reine Adsorption sprechen:

1. Der qualitative Charakter der Absorptionsisothermen und des zeitlichen Verlaufs.

2. Der bei allen Gasen mit Ausnahme von H_2 bestehende gesetzmäßige Zusammenhang zwischen den aufgenommenen Mengen und den kritischen Temperaturen.

3. Der bei allen Gasen mit Ausnahme von NO und C_2H_2 bestehende gesetzmäßige Zusammenhang zwischen den Werten von $\frac{1}{n}$ und den kritischen Temperaturen.

4. Die Tatsache, daß sich alle Gase mit Ausnahme von NO, NH_3 (und ungereinigtem C_2H_2) durch bloßes Abpumpen, d. h. Erniedrigung des äußeren Druckes wieder entfernen lassen.

Gegen die Deutung als reine Adsorption sprechen:

5. Die außerordentlich große Aufnahmefähigkeit für H_2, die ganz außerhalb der Regel 2 liegt (vgl. jedoch 3 und 4).

6. Die außerhalb der Regel 3 liegenden Werte von für NO und C_2H_2.

7. Die Tatsache, daß sich NO, NH_4 und C_2H_2, wenn es nicht von PH_3 befreit ist, durch Abpumpen allein nicht wieder vollständig entfernen lassen.

Endlich sind noch die folgenden Befunde beachtenswert, die auf tiefere Zusammenhänge hindeuten:

8. Der großen Aufnahmefähigkeit für H_2 (vgl. 5) entspricht auch eine große Aufnahmegeschwindigkeit.

9. Den Ausnahmen 6 entspricht auch eine Ausnahmestellung bezüglich der Aufnahmegeschwindigkeit.

Greifswald, Juli 1921.

Diskussion.

Riesenfeld: Das abweichende Verhalten von NO und NH_3 erklärt sich vielleicht dadurch, daß NO- und NO_3-Moleküle an Stelle fehlender H_2O-Moleküle in das Kristallgitter der Zeolithe eintreten. Die leichte Ersetzbarkeit von Kristallwasser durch NO und NH_3 ist dem Chemiker in sehr vielen Fällen bekannt.

Spangenberg fragt an, ob die von Nacken und Wolff veröffentlichten Ergebnisse, z. B. bezüglich der Proportionalität von aufgenommener Gas- und abgegebener Wassermenge, durch die neuen Versuche bestätigt werden.

Fürth: Ich möchte fragen, wie es kommt, daß die geometrische Gestalt des Kristalls nicht in die Formel für ε eingeht, da doch die Absorption vornehmlich von der Oberfläche des Kristalls ausgeht, also das Trägheitsmoment nicht der aufgenommenen Gasmenge proportional verändert wird.

Seeliger: Das kommt nicht in Betracht. Wir haben zu den Versuchen ganz kleine Kristalle in ein Netz eingeschlossen.

Lichtenecker: Die Adsorption ruft ja nicht bloß eine Vergrößerung der Masse, sondern auch eine Vergrößerung des Volumens hervor, die beide in die Änderung des Trägheitsmomentes eingehen. Dies scheint in der Formel nicht berücksichtigt zu sein. Namentlich bei Wasserstoff, der bei den Versuchen eine Sonderstellung ergibt, ist eine relativ große Volumänderung möglich, die auf das mitgeteilte Ergebnis Einfluß haben könnte.

Seeliger: Ich habe keine Vergrößerung des Volumens bemerken können und deshalb in der Formel auch nicht berücksichtigt. Sollte es aber der Fall sein, so ließe sich der Fehler durch Zerteilung in kleine Teile beliebig verkleinern (vgl. S. 564 Fußnote 2).

Walther Gerlach u. Peter Lertes (Frankfurt a. M.), Magnetische Messungen: Barkhauseneffekt, Hysteresis und Kristallstruktur.

Barkhausen[1]) hat beobachtet, daß in einem Telephon, welches unter Zwischenschaltung eines Lautverstärkers mit einer um ein Ferromagnetikum gelegten Spule verbunden ist, ein lautes Rauschen auftritt, wenn der magnetische Kern ummagnetisiert wird. In einer früheren Mitteilung[2]) konnten wir an Hand quantitativer Messungen zeigen, daß mit einer Magnetisierung bzw. Ummagnetisierung nicht immer auch dieser Effekt auftritt. Andererseits zeigten wir das Auftreten des Effektes bei rein mechanischer Beanspruchung des ferromagnetischen Kernes. Ferner ergab sich, daß die Temperaturabhängigkeit des Effektes absolut nicht mit der Temperaturabhängigkeit der Induktion übereinstimmt, vielmehr ganz ähnlichen Verlauf hat wie die Temperaturfunktion der Koerzitivkraft oder — noch mehr — der Magnetostriktion. Wir haben in verschiedenen Richtungen weitere Versuche gemacht, von denen hier zwei mitgeteilt werden sollen: Der Zusammenhang des Effektes mit der Hysteresis und der Kristallstruktur des Ferromagnetikums. Hierfür standen uns Proben zur Verfügung, welche wir dem entgegenkommenden Interesse von Krupp (bes. Herrn Professor B. Strauß sind wir zu Dank verpflichtet) und der Chemischen Fabrik Griesheim-Elektron verdanken.

Es ergab sich allgemein das schon von früher bekannte Resultat, daß der Effekt bei verschiedenen Materialien um so größer ist, je magnetisch weicher das Material ist. Untersucht man dagegen dasselbe Material nach verschiedener thermischer Vorbehandlung, so wird der Effekt um so kleiner, je kleiner der Hysteresisverlust wird. Dies wurde sowohl an Elektrolyteisen wie an Schmiedeeisen und Stahl bestätigt gefunden. Auch zwei Proben von Transformatorenblech (von Krupp), die aus gleichem Material hergestellt, dagegen thermisch verschieden behandelt waren, hatten Effekte, welche etwa im Verhältnis der Wattverluste waren.

In diesem vorerst nur in großen Zügen erkannten Ergebnis kommt zweierlei zum Ausdruck: beim Vergleich verschiedener Materialien wesentlich die Form der Hysteresisschleife, in der der Effekt mit wachsender Steilheit zunimmt, wobei sich das Maximum des Effekts gleichzeitig zu kleineren Feldstärken hin verschiebt; hat die Hysteresisschleife dagegen bei zwei Proben wesentlich dieselbe Form, so hat die Probe den kleineren Effekt, welche den kleineren Verlust hat. Wieweit noch zwischen Koerzitivkraft und Remanenz unterschieden werden muß, ist noch nicht erkannt.

Wir haben früher schon auf einen möglichen Einfluß der Kristallstruktur hingewiesen. Dieser konnte nun bestätigt werden, indem einmal gefunden wurde, daß die Größe des Hysteresisverlustes mit der Größe der Kristallite direkt zusammenhängt, andererseits der Effekt mit wachsender Größe der Kristallite abnimmt. Aus einem von Krupp gestifteten Kristallblock von 4 Proz. Eisensilicium konnte ein einheitlicher Kristall von 3 cm Länge herausgeschnitten werden, der gegen ein anderes nicht kristallisiertes

1) Diese Zeitschr. **20**, 401, 1919.
2) W. Gerlach u. P. Lertes, Zeitschr. f. Phys. **4**, 383, 1921.

Stück einen außerordentlich kleinen Effekt nur noch hatte.

Weiterhin wurde Eisendraht gleichzeitig longitudinal und zirkular magnetisiert, letzteres dadurch, daß ein Gleichstrom durch den Draht geschickt wurde. Diese zirkulare Magnetisierung bewirkt bei geringer Stärke schon eine bedeutende Verminderung, bei hinreichender Stärke ein vollständiges Verschwinden des Effekts. Eine Tabelle möge ein Beispiel geben: Geglühter Eisendraht 0,3 mm Durchmesser, longitudinales Feld etwa 50 Gauß. E Größe des Effekts bei longitudinaler Ummagnetisierung als Funktion des zirkularen Magnetisierungsstromes J (Amp.)

J	0	0,5	1,0	2,0	4,0	5,0
E	4400	3600	2900	1400	600	270

Dasselbe für ein longitudinales (Ummagnetisierungs-)Feld 500 Gauß:

J	0	0.5	1.0	2,0	4,0	5,0
E	2900	2000	1300	750	250	160

Die unter E gegebenen Zahlen sind die Galvanometerausschläge in einem hinter den Verstärker gesetzten Gleichrichtungskreis. Die Deutung dieser Versuche liegt offenbar in der Verringerung der Hysteresisverluste durch die zirkulare Magnetisierung.

Fassen wir alle unsere Beobachtungen zusammen, so dürften sie etwa zu folgender Erklärung der Erscheinung führen[1]). Durch die Magnetisierung tritt eine Deformation der das Ferromagnetikum bildenden Kristallite (oder „Elementarmagnetkomplexe" oder „größere Verbände von Molekularmagneten" nach Barkhausen) ein, und dadurch mechanische Reibung zwischen benachbarten Teilchen. Diese bringen den ganzen Kern zum Schwingen; und die hierdurch bedingten, bei der Ummagnetisierung auftretenden mehr oder weniger periodischen Formänderungen des Kernes (vielleicht verbunden mit Änderungen der Permeabilität) erzeugen die unregelmäßigen Induktionsstöße, welche im Telephon der anfangs genannten Anordnung gehört werden.

Diskussion.

Lertes: Die magnetischen Felder, welche durch die Wechselströme in den Verstärkerformatoren entstehen, sind minimal, die minimalen Wechselstromamplituden so klein, daß die dadurch in den Eisenteilen der Transformatoren entstehenden Barkhausenschen Geräusche so gering sind, daß sie mit dem Telephon gar nicht wahrgenommen werden können. Demnach sind die beobachteten Geräusche auch nicht im Verstärker begründet.

1) Über weitere Untersuchungen wird an anderer Stelle berichtet werden.

H. Rubens und G. Michel[1]) (Berlin), Prüfung der Planckschen Strahlungsformel.

Die kritische Untersuchung der Herren W. Nernst und Th. Wulf[2]), welche bei sorgfältiger Durchsicht des älteren Beobachtungsmaterials[3]) auf gewisse scheinbar systematische Abweichungen von der Planckschen Formel gestoßen sind, hat eine erneute experimentelle Prüfung dieser Formel notwendig gemacht. Auf Herrn Nernsts Anregung haben wir uns dieser Arbeit unterzogen und besonders diejenigen Spektralgebiete und Temperaturbereiche berücksichtigt, in welchen jene Abweichungen am stärksten hervortreten. Es handelt sich hier um das Gebiet der mittleren Werte von $x = \frac{c}{\lambda T}$, da für große x-Werte das Wiensche, für kleine x-Werte das Rayleigh-Jeanssche Strahlungsgesetz mit den früheren Beobachtungen in guter Übereinstimmung gefunden worden ist, wenn man die Konstante c entsprechend den neueren Bestimmungen gleich 14300 setzt[4]).

Zur Prüfung der Strahlungsformel wählten wir der zahlreichen, oft genannten Vorteile wegen die Methode der Isochromaten. In theoretischer Beziehung ist sie der Isothermenmethode gleichwertig, wenn man das thermodynamisch sehr sicher begründete Wiensche Verschiebungsgesetz als richtig anerkennt.

Unseren Messungen haben wir die neue Temperaturskala[5]) der Reichsanstalt vom Jahre

1) Eine eingehendere Darstellung der hier mitgeteilten Versuche ist in den Berichten der Preuß. Akademie der Wissensch. 1921, S. 590 veröffentlicht. In Beziehung auf alle Einzelheiten der Versuchsanordnung, der Instrumente und Kontrollmessungen muß auf diese Arbeit hingewiesen werden.

2) W. Nernst u. Th. Wulf, Verh. d. D. Phys. Ges. 1919, S. 294.

3) O. Lummer u. E. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. 1899, S. 23 u. S. 215; 1900, S. 163; 1901, S. 37; ferner F. Paschen, Wied. Ann. **58**, 455, 1896; **60**, 662, 1897; Berichte der Preuß. Akad. d. Wissensch. 1899, S. 5, 405 u. 459; Ann. d. Phys. **4**, 277, 1901; ferner H. Rubens u. F. Kurlbaum, Berichte der Preuß. Akad. d. Wissensch. 1900, S. 929 u. Ann. d. Phys. **4**, 649, 1901; ferner W. W. Coblentz, Bull. Bur. of Standards 1913 u. 1916.

4) E. Warburg, G. Leithäuser, E. Hupka u. C. Müller, Ann. d. Phys. **40**, 609, 1913; E. Warburg u. C. Müller, Ann. d. Phys. **48**, 410, 1915; ferner L. Holborn u. S. Valentiner, Ann. d. Phys. **22**, 1, 1907; S. Valentiner, Ann. d. Phys. **39**, 489, 1912; L. Flamm, diese Zeitschr. **18**, 521, 1917; W. W. Coblentz, Bull. Bur. of Standards 1916.

5) E. Warburg, Ann. d. Phys. **48**, 1034, 1915. Nach dieser Skala liegt der Palladiumschmelzpunkt bei 1557°, also 8° höher als der von Day und Sosman gasthermometrisch gemessene.

1915 zugrunde gelegt; doch sind unsere Ergebnisse von dieser Skala insofern unabhängig, als wir dieselbe durch Strahlungsmessungen im Geltungsbereich des Rayleigh-Jeansschen Gesetzes nachprüfen und bestätigen konnten.

Unsere schwarzen Körper gestatteten eine Variation der Strahlungstemperatur zwischen derjenigen der flüssigen Luft und etwa 1400° C. In einigen Fällen konnten wir auch bis zum Palladiumschmelzpunkt gehen. Unter diesen Umständen erschien es uns am vorteilhaftesten, Isochromaten für die Wellenlängen 4, 5, 7, 9, 12, 16, 22 und 52 μ innerhalb möglichst weiter Temperaturgrenzen aufzunehmen.

Versuchsanordnung und Instrumente.

Die Versuchsanordnung, welche bei der Aufnahme der kurzwelligeren Isochromaten (4—16 μ) verwendet wurde, ist in Fig. 1 dargestellt. K ist einer der verwendeten schwarzen Körper, D ein mit Leitungswasser gespültes, kreisförmiges Diaphragma von 1 cm Durchmesser, M_1 ein vorderseitig versilberter Planspiegel, H ein Hohlspiegel, welcher die auffallende Strahlung auf den Spalt S_1 eines Wadsworthschen Spiegelspektrometers $S_1H_1H_2S_2$ wirft und dort ein

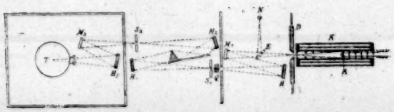


Fig. 1.

scharfes verkleinertes Bild des Diaphragmas D erzeugt, welches den 5 mm langen Spalt S_1 vollkommen bedeckt. Die Öffnung des Hohlspiegels H sowie die Entfernungen DM_1, M_1H und HS_1 waren so bemessen, daß nur solche Strahlen zur Beobachtung gelangten, welche von der Rückwand R des strahlenden schwarzen Körpers ausgesandt wurden. Die Messungen bei 4 μ, 5 μ und 7 μ wurden mit einem Flußspatprisma, diejenigen bei 9 und 12 μ mit einem Steinsalzprisma, diejenigen bei 16 μ mit einem Sylvinprisma ausgeführt. Die vorderseitig versilberten Hohlspiegel H_1 und H_2 hatten 5 cm Öffnung und 35 cm Brennweite. Nach ihrem Austritt aus dem Spalt S_2 wurde die Strahlung an dem Planspiegel M_2 und darauf an dem Hohlspiegel H_3 reflektiert, welcher sie auf dem Thermoelement T des als Strahlungsempfänger verwendeten Mikroradiometers R zu einem Bilde des Spaltes S_2 vereinigt. Q ist der für die Ausschlagsmessung notwendige Klappschirm, bestehend aus vier parallelen Aluminiumplatten mit Luftzwischenräumen. Das benutzte Mikroradiometer zeichnete sich durch besonders gute Ruhelage aus, so daß der Fehler bei der Messung kleiner Ausschläge selten ein Zehntelmillimeter überschritt. Die Proportionalität der Ausschläge mit den zu messenden Intensitäten wurde nach der Ångströmschen Methode[1]) sorgfältig geprüft.

Die in Fig. 1 mit NE bezeichnete Einrichtung diente dazu, die Strahlung des betreffenden schwarzen Körpers K mit derjenigen eines konstanten Hilfsstrahlers N (Glühstift oder Heizspirale einer Nernstlampe) durch Einschalten oder Entfernen des Planspiegels E zu vergleichen. Wir haben uns auf diese Weise gegen Fehler gesichert, welche durch Variation der Empfindlichkeit unserer Meßanordnung während einer mehrere Stunden erfordernden Versuchsreihe eintreten können.

Fig. 2 zeigt die Versuchsanordnung für die Aufnahme der langwelligen Isochromaten. Die Strahlung des schwarzen Körpers K_1 durchsetzt das Diaphragma D und trifft auf die 6 mm dicke Flußspatplatte Q', welche als Klappschirm dient. Dann treten die Strahlen durch das Diaphragma

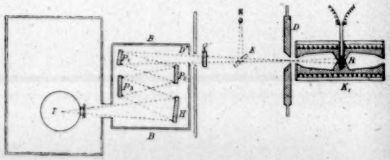


Fig. 2.

D' in den Kasten B, welcher die reflektierenden Platten und den Hohlspiegel H enthielt. Dieser bestand bei den Versuchen mit Reststrahlen von Flußspat, bei welchem man nur drei Reflexionen braucht, aus versilbertem Glas. Bei den Reststrahlen von Steinsalz aber sind vier Reflexionen unbedingt erforderlich. Deshalb wurde hier eine als Hohlspiegel geschliffene Steinsalzplatte zur Konzentration der Strahlung verwendet. Durch den Hohlspiegel H wurden die Reststrahlen auf das Thermoelement T des Mikroradiometers geworfen.

Strahlungsquellen.

Es gelangten vier schwarze Körper zur Verwendung, welche im folgenden mit den Nummern I bis IV bezeichnet sind. Nummer I war ein Kupferblechkasten in Gestalt eines rechtwinkeligen Parallelepipeds von 18 × 13 × 13 cm, in welchen ein 13 cm langer, 10 cm

1) K. Ångström, Wied. Ann. **26**, 256, 1885.

breiter zylindrischer Innenkörper mit konischen Enden eingesetzt war. Die Öffnung hatte 3 cm Durchmesser. Der Hohlkörper war mit einem Gemisch von Kohlenruß und Natronwasserglas auf seiner Innenseite geschwärzt. Dieser schwarze Körper wurde ausschließlich im Bereich der tiefen Temperaturen benutzt. Insbesondere diente er zur Ermittelung der Klappenkorrektion, wobei der Zwischenraum zwischen seinen Metallwänden mit flüssiger Luft gefüllt war.

Der schwarze Körper II ist in Fig. 2 abgebildet. Er sollte zwischen Zimmertemperatur und 550° C verwendet werden. In diesem Temperaturbereich ist die Wärmeleitung das beste Ausgleichsmittel, während im Gebiete der hohen Temperaturen die Wärmestrahlung das wirksamere Mittel der Energieübertragung bildet. Der hier beschriebene schwarze Körper wurde deshalb aus möglichst gut leitendem Material mit großen Wandstärken hergestellt. Er bestand aus einem 22 cm langen zylindrischen Kupferblock von 8 cm Durchmesser, welcher in der in Fig. 2 angedeuteten Weise hohl ausgedreht war, so daß zwei nach außen sich verjüngende birnenförmige Öffnungen entstanden. Das in der Mitte stehengebliebene Kupferstück war mit einem auf der Zylinderachse senkrecht stehenden Bohrloch versehen, in welches ein Widerstandspyrometer eingeführt werden konnte. Der äußere Mantel des Kupferzylinders war mit einer Lage Asbestpapier umgeben und mit einer Heizspirale aus Manganindraht umwunden. Diese wiederum war von mehreren Lagen Asbestpappe umkleidet, und ebenso waren die beiden Endflächen des Kupferzylinders durch kreisförmige Asbestscheiben, welche nur die beiden Öffnungen der Hohlräume frei ließen, gegen Wärmeverlust möglichst geschützt. Die eine dieser beiden Öffnungen hatte 2,5 cm, die andere 3 cm Durchmesser. Der Körper war auf seiner inneren Oberfläche mit Kupferoxyd geschwärzt.

Die mit III und IV bezeichneten schwarzen Körper entsprachen in Beziehung auf ihre Einrichtung und ihre Abmessungen genau dem von den Herren Lummer und Kurlbaum beschriebenen Modell[1]), so daß auf eine nähere Beschreibung hier verzichtet werden kann. Sie unterschieden sich nur dadurch voneinander, daß Körper III ein Innenrohr aus Marquardtscher Masse besaß, welches mit einem Gemisch von Kobaltoxyd und Chromoxyd geschwärzt war, während das Innenrohr des Körpers IV aus ungeschwärzter Magnesia hergestellt war. Zur Temperaturmessung diente in beiden Fällen ein Le Chatelierscher Thermoelement. Die Heizung wurde in der üblichen Weise durch einen dünnwandigen Platinzylinder bewirkt, welcher das Innenrohr eng umschloß.

Ein Unterschied in der „Schwärze" der verwendeten schwarzen Körper II, III und IV konnte nicht nachgewiesen werden, da sie bei gleicher Temperatur hinter demselben Diaphragma innerhalb der Fehlergrenzen die gleiche Strahlung ergaben.

Temperaturmessung.

Bei dem mit I bezeichneten schwarzen Körper war keine Vorrichtung zur Messung der Temperatur angebracht. Das in dem Körper II zur Temperaturmessung dienende Widerstandspyrometer aus Platin hatte einen Widerstand von 25 Ohm bei 0°. Es war von der Firma Heraeus bezogen und von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeicht worden. Die Widerstandsmessung geschah mit Hilfe eines Wolffschen Präzisionsrheostaten in Form einer Wheatstoneschen Brücke (Meßschaltung 10 zu 100 Ohm).

Es war zu erwarten, daß die in dem Meßloch mit Hilfe des Widerstandspyrometers gemessene Temperatur etwas höher sein würde als diejenige der strahlenden inneren Oberfläche des schwarzen Körpers. Um die Größe dieser Temperaturdifferenz festzustellen, bedienten wir uns eines geeichten Thermoelements aus 0,3 mm dicken Silber- und Konstantandrähten, welches bei konstant gehaltener Temperatur des schwarzen Körpers abwechselnd in das Meßloch und durch eine der Strahlungsöffnungen in das Innere des strahlenden Hohlraumes eingeführt wurde, so daß die temperaturempfindliche Lötstelle des Elements die Wand bei R (Fig. 2) berührte. Diese Temperaturdifferenzen, welche im Maximum 3,5° betrugen, wurden wiederholt sorgfältig gemessen und bei der Aufnahme der Isochromaten berücksichtigt.

Die Le Chatelier-Thermoelemente in den Körpern III und IV wurden nur als „Halteinstrumente" verwendet und mehrfach im Laufe der Untersuchung mit einem von der Reichsanstalt besonders sorgfältig geeichten „Normalelement" verglichen. Die Messung der elektromotorischen Kräfte geschah durch Kompensation nach dem Holmann-Lindeckschen Verfahren. Diese außerordentlich bequeme Methode[1]) gestattet zwar nur Temperaturmessungen bis auf etwa 1°. Es hat jedoch nur geringen Wert, genauere

1) O. Lummer u. F. Kurlbaum, Verh. d. D. Phys. Ges. 17, 106, 1898. Der Körper ist in Fig. 1, A in kleinem Maßstab abgebildet.

1) Vgl. Burgess-Le Chatelier, übersetzt von G. Leithäuser, Berlin, Julius Springer 1913, S. 126.

Temperaturangaben zu machen, weil einerseits die Eichgenauigkeit der Thermoelemente Fehler von derselben Größenordnung zuläßt und weil andererseits die strahlenden Innenwände der schwarzen Körper noch Temperaturunterschiede von mehreren Graden aufweisen.

Korrektionen.

Um uns von der spektralen Reinheit der untersuchten Strahlung zu überzeugen oder um gegebenenfalls den etwa vorhandenen Betrag von diffuser Strahlung anderer Wellenlängen zu messen und in Abzug zu bringen, wurde meist in der Weise verfahren, daß eine Kristallplatte in den Strahlengang eingeführt wurde, welche für die Gesamtstrahlung des schwarzen Körpers in dem betreffenden Temperaturbereich eine hohe Durchlässigkeit besitzt, die untersuchte homogene Strahlung von der Wellenlänge λ aber vollkommen absorbiert. Eine scheinbare Durchlässigkeit dieser Platte für die untersuchte Strahlung zeigt dann das Vorhandensein diffuser Strahlung an, deren Stärke sich aus dieser scheinbaren Durchlässigkeit sowie aus der Durchlässigkeit derselben Platte für die Gesamtstrahlung des schwarzen Körpers leicht berechnen läßt, wenn man die wohlbegründete Annahme macht, daß die Verunreinigung dieselbe spektrale Zusammensetzung besitzt wie die Gesamtstrahlung des schwarzen Körpers. Wir verwendeten bei 5 μ und 7 μ eine 2 mm dicke Quarzplatte, bei 12 μ und 16 μ eine 6 mm dicke Flußspatplatte, bei 22 und 52 μ eine 10 mm dicke Steinsalzplatte. Die beobachteten Verunreinigungen waren meist sehr gering und erreichten nur bei den Isochromaten von 12 und 16 μ im Bereich der höchsten Temperaturen Beträge, welche 2 Proz. überstiegen. Da die Größe der Korrektion sich sehr genau ermitteln ließ, wurde die Genauigkeit der Isochromaten durch die vorhandenen Spuren fremder Strahlung kaum beeinflußt.

Bei den Versuchen mit der Reststrahlenanordnung waren zwei weitere Korrektionen anzubringen. Die eine wurde dadurch verursacht, daß die Temperatur des Wassers, mit welchem das Diaphragma D gespült wurde, niemals genau mit derjenigen des Mikroradiometers übereinstimmte, so daß Strahlen, welche von den Rändern des Diaphragmas ausgingen und auf das Thermoelement gelangten, einen noch eben erkennbaren Einfluß auf die Größe der gemessenen Ausschläge ausübten, welcher im Maximum etwa 0,15 mm betrug. Eine zweite Korrektion wurde deshalb notwendig, weil auch die als Klappschirm dienende Flußspatplatte Q' sich bei hohen Temperaturen des schwarzen Körpers durch die dauernde Bestrahlung merklich über Zimmertemperatur erwärmte, so daß bei ihrem Aufziehen ein sehr kleiner Kälteausschlag entstand, welcher einige Promille des Gesamtausschlags erreichte. Beide Korrektionen wurden in jedem einzelnen Falle sorgfältig ermittelt und die beobachteten Ausschläge entsprechend korrigiert.

Beobachtungsergebnisse.

Die Resultate unserer Messung sind in den Tabellen I bis VIII enthalten. An dem Kopf einer jeden Tabelle ist die Wellenlänge der betreffenden Isochromate sowie die Breite der Spalte S_1 und S_2 in Millimetern angegeben, bei den Wellenlängen oberhalb 5 μ auch die „Klappenkorrektion", das ist der Ausschlag, welchen man beim Aufziehen des Klappschirms erhalten würde, wenn der schwarze Körper sich auf der Temperatur des absoluten Nullpunkts befände. Bei 4 μ und 5 μ ist die „Klappenkorrektion" vollkommen zu vernachlässigen, bei 7 μ beträgt sie 0,31 mm. Ihre Größe wurde hier nicht durch Beobachtung, sondern durch Rechnung unter Zugrundelegung der Planckschen Formel ermittelt. Im Bereiche der längeren Wellen konnte die Klappenkorrektion mit Hilfe des mit flüssiger Luft gefüllten schwarzen Körpers I direkt gemessen werden. Da es sich hierbei um die Beobachtung sehr geringer Strahlungsintensitäten handelte, wurden die Spalte S_1 und S_2 auf den $1^1/_2$fachen Betrag erweitert und die Ausschläge dadurch reichlich verdoppelt. Durch Aufnahme einiger Punkte derselben Isochromate mit den gleichen Spaltbreiten bei höheren Temperaturen (Körper II) wurde der Anschluß der „Klappenkorrektion" an die mit engen Spalten beobachtete Zahlenreihe gewonnen. Die Plancksche Formel lehrt, daß bei 9 μ, 12 μ und 16 μ der beobachtete Kälteausschlag des schwarzen Körpers bis auf unmeßbar kleine Größen derselbe ist, wenn sich der Strahler auf der Temperatur der flüssigen Luft oder auf derjenigen des absoluten Nullpunktes befindet. Bei 22 μ beträgt jene Differenz δ in dem dort gewählten Maßstab erst ein Zehntel, bei 52 μ 0,73 mm. Bei diesen beiden Tabellen ist der theoretisch berechnete Wert der Ausschlagsdifferenz δ angegeben, welcher sich bei einer weiteren Abkühlung des schwarzen Körpers von -190^0 bis -273^0 ergeben würde. In allen Tabellen sind die als „beobachtet" bezeichneten Ausschläge gleich den direkt gemessenen vergrößert um den vollen Betrag der auf den absoluten Nullpunkt bezogenen Klappenkorrektion.

Die angegebenen Wellenlängen sind bei Verwendung des Fluoritprismas mit Hilfe der

Tabelle I.

$\lambda = 4{,}002\ \mu$, Spaltbreite = 0,25 mm, Klappenkorrektion 0.

Cels.°	T abs.	$x = \frac{c}{\lambda T}$	$e^x - 1$	E beob.	C	δC	$1 + \alpha$	$C = \frac{C}{1+\alpha}$	$\delta C'$
361	634	5,636	279,4	9,46	26,46	− 11	1,044	25,34	+ 36
459	732	4,881	130,8	20,33	26,60	+ 3	1,051	25,31	+ 33
563	836	4,274	70,89	37,95	26,90	+ 33	1,058	25,43	+ 45
659	932	3,834	45,24	58,34	26,39	− 18	1,063	24,83	− 15
763	1036	3,449	30,47	87,00	26,51	− 6	1,066	24,87	− 11
856	1129	3,165	22,69	116,50	26,43	− 14	1,068	24,75	− 23
956	1229	2,907	17,31	154,27	26,70	+ 13	1,071	24,93	− 5
1064	1337	2,673	13,48	197,44	26,62	+ 5	1,072	24,83	− 15
1147	1420	2,516	11,38	232,49	26,46	− 11	1,072	24,68	− 30
1258	1531	2,334	9,318	283,14	26,39	− 18	1,069	24,69	− 29
1355	1628	2,195	7,979	335,30	26,76	+ 19	1,067	25,08	+ 10
					Mittel: 26,57	16,7		Mittel: 24,98	

Tabelle II.

$\lambda = 4{,}990\ \mu$, Spaltbreite 0,3 mm, Klappenkorrektion 0.

Cels.°	T abs.	$x = \frac{c}{\lambda T}$	$e^x - 1$	E beob.	C	δC	$1 + \alpha$	$C = \frac{C}{1+\alpha}$	$\delta C'$
245*	518	5,532	251,6	5,43	13,66	+ 14	1,045	13,07	+ 33
344*	617	4,645	103,03	13,06	13,43	− 9	1,055	12,75	+ 1
370	643	4,457	85,22	15,81	13,47	− 5	1,056	12,76	+ 2
452*	725	3,953	51,08	26,69	13,63	+ 11	1,061	12,85	+ 11
463	736	3,894	48,09	28,04	13,48	− 4	1,062	12,70	− 4
561	834	3,436	30,07	44,63	13,42	− 10	1,067	12,58	− 16
657	930	3,082	20,79	64,57	13,42	− 10	1,069	12,56	− 18
758	1031	2,780	15,11	89,95	13,59	+ 7	1,072	12,68	− 6
859	1132	2,532	11,57	117,76	13,62	+ 10	1,072	12,71	− 3
959	1232	2,326	9,215	147,26	13,58	+ 6	1,069	12,70	− 4
1040	1313	2,183	7,870	171,56	13,50	− 2	1,067	12,65	− 9
1158	1431	2,003	6,409	209,72	13,44	− 8	1,060	12,68	− 6
1256	1529	1,874	5,517	244,20	13,48	− 4	1,054	12,79	+ 5
1341	1614	1,776	4,904	276,15	13,53	+ 1	1,049	12,90	+ 16
					Mittel: 13,52	8,4		Mittel: 12,74	

Paschenschen Dispersionsmessungen berechnet[1]). Bei den Versuchen mit dem Steinsalz- und Sylvinprisma wurden sowohl die Dispersionsmessungen von Herrn Paschen[2]) als auch diejenigen von Rubens und Trowbridge[3]) herangezogen und aus beiden berechneten Wellenlängen, welche sich um einige Promille unterscheiden, der Mittelwert gebildet. Die angegebenen mittleren Wellenlängen der Reststrahlen von Flußspat sind mit dem Beugungsgitter[4]), diejenigen von Steinsalz mit dem Interferometer[5]) unter Versuchsbedingungen, welche den hier vorliegenden vollkommen entsprachen, früher gemessen worden. Es mag nochmals hervorgehoben werden, daß die Reststrahlen von Flußspat durch die Einschaltung der 6 mm dicken Sylvinplatte in den Strahlengang, welche als Mikroradiometerfenster diente, sehr viel homogener werden, während gleichzeitig ihre mittlere Wellenlänge auf 22,3 μ verringert wird.

Die erste Spalte der Tabellen gibt die Temperatur t des strahlenden schwarzen Körpers in Celsiusgraden. Die unbezeichneten Zahlen beziehen sich auf den schwarzen Porzellankörper III, die mit einem Sternchen versehenen auf den Kupferkörper II, die mit einem Punkt bezeichneten auf den Magnesiakörper IV, die mit zwei Sternchen markierten auf den Hohlkörper I. In der zweiten Spalte sind die absoluten Temperaturen T, in der dritten die Werte von $x = \frac{c}{\lambda T}$ angegeben, wobei c entsprechend den Darlegungen der Herren Nernst und Wulf zu 14300 angenommen worden ist. In der vierten Spalte sind die Größen $e^x - 1$ aufgeführt, welche nach der Planckschen Formel den Strahlungsintensitäten umgekehrt proportional sein müssen. Dann folgen in der fünften Spalte die als „E

1) F. Paschen, Wied. Ann. **53**, 301, 1894 u. Ann. d. Phys. **4**, 299, 1901.
2) F. Paschen, Ann. d. Phys. **26**, 120, 1908.
3) H. Rubens u. A. Trowbridge, Wied. Ann. 60, 724, 1897.
4) H. Rubens, Berichte der Preuß. Akad. d. Wissensch. 1916, S. 1282.
5) H. Rubens, Berichte der Preuß. Akad. d. Wissensch. 1913, S. 522.

Tabelle III.

$\lambda = 6{,}992\ \mu$, Spaltbreite 0,7 mm, Klappenkorrektion 0,31 mm (berechnet).

Cels. °	T abs.	$x = \frac{c}{\lambda T}$	$e^x - 1$	E beob.	C	δC	$1 + \alpha$	$C' = \frac{C}{1+\alpha}$	$\delta C'$
152*	425	4,812	122,4	3,03	37,09	+ 8	1,052	35,26	− 7
252*	525	3,896	48,19	7,65	36,87	− 14	1,062	34,71	− 48
344*	617	3,315	26,54	14,08	37,39	+ 38	1,068	35,01	− 18
354	627	3,262	25,10	14,81	37,17	+ 16	1,068	34,81	− 38
464	737	2,774	15,02	24,85	37,33	+ 32	1,071	34,85	− 34
556	829	2,467	10,79	34,15	36,85	− 16	1,072	34,37	− 83
661	934	2,190	7,933	46,63	36,98	− 3	1,067	34,66	− 53
765	1038	1,970	6,173	60,09	37,08	+ 7	1,058	35,05	− 14
852	1125	1,818	5,160	72,27	37,29	+ 28	1,048	35,58	+ 39
956	1229	1,664	4,281	86,33	36,95	− 6	1,043	35,43	+ 24
1051	1324	1,545	3,687	100,05	37,14	+ 13	1,036	35,85	+ 66
1158	1431	1,429	3,176	115,57	36,74	− 27	1,030	35,67	+ 48
1255	1528	1,339	2,813	130,51	36,67	− 34	1,027	35,71	+ 52
1372	1645	1,243	2,467	148,31	36,65	− 38	1,023	35,81	+ 62
				Mittel:	37,01	22,6		Mittel:	35,19

Tabelle IV.

$\lambda = 8{,}944\ \mu$, Spaltbreite 0,8 mm, Klappenkorrektion 2,97 mm (gemessen).

Cels. °	T abs.	$x = \frac{c}{\lambda T}$	$e^x - 1$	E beob.	C	δC	$1 + \alpha$	$C' = \frac{C}{1+\alpha}$	$\delta C'$
104*	377	4,241	68,48	10,72	73,41	− 56	1,058	69,39	− 153
203*	476	3,359	27,76	26,62	73,90	− 7	1,067	69,21	− 171
304*	577	2,771	14,97	49,62	74,28	+ 31	1,071	69,36	− 156
362	635	2,518	11,37	65,68	74,70	+ 73	1,072	69,69	− 123
405*	678	2,358	9,572	78,07	74,73	+ 76	1,071	69,78	− 114
467	740	2,161	7,677	96,54	74,12	+ 15	1,066	69,53	− 139
571	844	1,894	5,648	130,51	73,71	− 26	1,054	69,93	− 99
650	923	1,732	4,653	158,49	73,75	− 22	1,045	70,57	+ 35
761	1034	1,546	3,694	201,08	74,28	+ 31	1,036	71,70	+ 78
853	1126	1,420	3,137	235,51	73,88	− 9	1,030	71,73	+ 81
962	1235	1,295	2,659	279,56	74,32	+ 35	1,025	72,51	+ 159
1059	1332	1,200	2,321	318,25	73,87	− 10	1,021	73,31	+ 239
1164	1437	1,113	2,043	359,08	73,36	− 61	1,018	72,06	+ 114
1260	1533	1,043	1,838	402,13	73,91	− 6	1,016	72,75	+ 183
1380	1653	0,9673	1,631	449,41	73,30	− 67	1,014	72,29	+ 137
				Mittel:	73,97	44,1		Mittel:	70,92

beobachtet" bezeichneten Ausschläge und in der sechsten das Produkt $C = (e^x - 1)E$, multipliziert mit einer passenden Zehnerpotenz, dessen Konstanz für alle Temperaturen als Kriterium für die Richtigkeit der Planckschen Isochromaten dient. Die siebente Spalte liefert die Abweichungen der einzelnen C-Werte von ihrem Mittelwert in Einheiten der zweiten Dezimalstelle. Die am Fuße der Kolonne stehende Zahl ist der mittlere Fehler der einzelnen Beobachtung. Die drei letzten Spalten der Tabellen dienen zu dem Vergleich unserer Beobachtungen mit der von den Herren Nernst und Wulf vorgeschlagenen Korrektion. Die achte Spalte enthält den Korrektionsfaktor $(1 + \alpha)$, die neunte $C' = \frac{C}{1+\alpha}$, eine Größe, welche, die Richtigkeit jener Korrektion vorausgesetzt, konstant sein müßte. In der letzten

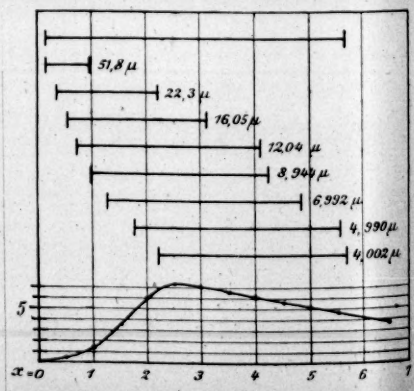


Fig. 3.

Tabelle V.

$\lambda = 12{,}04\ \mu$, Spaltbreite 1,0 mm, $\delta = 0$.

Cels.°	T abs.	$x = \frac{c}{\lambda T}$	$e^x - 1$	E beob.	C	δC	$1 + \alpha$	C'	δC
16**	289	4,110	59,93	1,93	11,57	− 4	1,060	10,90	− 32
119*	392	3,030	19,69	6,03	11,87	+ 26	1,070	11,09	− 13
233*	506	2,347	9,460	12,33	11,66	+ 5	1,071	10,89	− 33
319*	592	2,006	6,436	17,95	11,55	− 6	1,060	10,90	− 32
345	618	1,922	5,834	20,01	11,67	+ 6	1,055	11,07	− 15
409*	682	1,742	4,706	24,55	11,55	− 6	1,045	11,05	− 17
453	726	1,636	4,135	28,23	11,67	+ 6	1,040	11,22	± 0
522*	795	1,494	3,455	33,65	11,63	+ 2	1,035	11,23	+ 1
555	828	1,434	3,197	36,15	11,56	− 5	1,031	11,21	− 1
636	929	1,278	2,591	44,38	11,51	− 10	1,024	11,24	+ 2
755	1028	1,155	2,175	53,49	11,63	+ 2	1,020	11,40	+ 18
854	1127	1,054	1,869	62,63	11,71	+ 10	1,017	11,51	+ 29
961	1234	0,962	1,618	71,62	11,59	− 2	1,014	11,43	+ 21
1058	1331	0,892	1,441	80,07	11,54	− 7	1,012	11,40	+ 18
1166	1439	0,825	1,283	89,73	11,51	− 10	1,011	11,40	+ 18
1269	1542	0,770	1,160	99,63	11,56	− 5	1,009	11,45	+ 23
1370	1643	0,723	1,060	108,67	11,52	− 9	1,008	11,43	+ 21
				Mittel:	11,61	9,2	Mittel:	11,22	

Tabelle VI.

$\lambda = 16{,}05\ \mu$, Spaltbreite 1,2 mm, $\delta = 0$.

Cels.°	T abs.	$x = \frac{c}{\lambda T}$	$e^x - 1$	E beob.	C	δC	$1 + \alpha$	C'	δC
16**	289	3,083	20,82	2,44	50,80	+ 11	1,069	47,52	− 206
122*	395	2,256	8,541	5,94	50,73	+ 4	1,069	47,46	− 212
243*	516	1,727	4,622	10,90	50,38	− 31	1,044	48,26	− 132
349*	622	1,432	3,189	15,93	50,80	+ 11	1,031	49,27	− 31
363	636	1,401	3,059	16,69	51,06	+ 37	1,030	49,57	− 1
459*	732	1,217	2,378	21,24	50,51	− 18	1,021	49,47	− 11
459	732	1,217	2,378	21,28	50,60	− 9	1,021	49,56	− 2
540*	813	1,095	1,990	25,29	50,33	− 36	1,018	49,44	− 14
562	835	1,067	1,907	26,56	50,05	− 4	1,017	49,80	+ 22
661	934	0,9528	1,593	31,81	50,67	− 2	1,014	49,97	+ 39
760	1033	0,8625	1,369	37,18	50,90	+ 21	1,011	50,34	+ 76
863	1136	0,7843	1,191	42,34	50,43	− 26	1,010	49,93	+ 35
959	1232	0,7232	1,061	48,12	51,06	+ 37	1,008	50,65	+ 107
1063	1336	0,6669	0,948	53,47	50,69	± 0	1,007	50,34	+ 76
1169	1442	0,6179	0,855	59,12	50,55	− 14	1,006	50,25	+ 67
1269	1542	0,5778	0,782	65,09	50,90	+ 21	1,006	50,60	+ 102
1383	1656	0,5380	0,713	71,04	50,65	− 4	1,005	50,40	+ 82
				Mittel:	50,69	21,6	Mittel:	49,58	

Spalte endlich sind wiederum die Abweichungen $\delta C'$ von dem Mittelwert aller C' aufgeführt.

Fig. 3 zeigt für jeden der acht Isochromaten in übersichtlicher Weise, welches Gebiet der x-Werte dieselbe umfaßt. In dem unteren Teile der Figur ist die von den Herren Nernst und Wulf eingeführte Korrektionsgröße α als Funktion von x in Prozenten aufgetragen. Man erkennt den schnellen Anstieg der Kurve bis zu dem bei $x = 2{,}5$ gelegenen Maximum (7,2 Proz.) und den langsamen Abstieg mit wachsenden x. Die über der Kurve gezeichneten horizontalen Linien kennzeichnen die einzelnen Versuchsreihen bezüglich des Umfangs der darin vorkommenden x-Werte. Die oberste Horizontale zeigt das gesamte durchmessene Gebiet. Man sieht, daß die kurzwelligste Isochromate ($\lambda = 4\ \mu$) fast nur solche x-Werte enthält, welche auf dem absteigenden Aste liegen. Die Isochromaten von 5 μ, 7 μ, 9 μ und 12 μ umfassen beide Äste der Kurve. Die langwelligen Isochromaten von 16 μ, 22 μ und 52 μ endlich sind ausschließlich oder vorwiegend auf den aufsteigenden Ast der α-Kurve beschränkt. Ferner übersieht man, daß sich die α-Korrektion besonders stark bei den Isochromaten für $\lambda = 9\ \mu$, 12 μ und 16 μ bemerkbar machen muß.

Die Zahlen der Tabellen I bis VIII lassen jedoch erkennen, daß die Berechtigung für eine solche Korrektion, wenigstens in der von den Herren Nernst und Wulf angenommenen

Tabelle VII.

Reststrahlen von Flußspat (22,3 μ), $\delta = 0{,}1$ mm (berechnet).

Cels.°	T abs.	$x = \frac{c}{\lambda T}$	$e^x - 1$	E beob.	C	δC	$1 + \alpha$	C'	$\delta C'$
19**	292	2,196	7,991	24,11	19,27	+ 16	1,067	18,06	— 82
104*	377	1,701	4,480	42,7	19,13	+ 2	1,043	18,34	— 54
200*	473	1,359	2,892	66,7	19,28	+ 17	1,027	18,77	— 11
300*	573	1,119	2,062	93,4	19,26	+ 15	1,018	18,92	+ 4
352	625	1,026	1,790	106,4	19,05	— 6	1,016	18,75	— 13
405*	678	0,946	1,575	121,6	19,15	+ 4	1,014	18,89	+ 1
419	692	0,927	1,526	124,5	19,00	— 11	1,013	18,76	— 12
502*	775	0,827	1,288	147,9	19,05	— 6	1,011	18,84	— 4
551*	824	0,780	1,182	161,3	19,05	— 4	1,010	18,88	± 0
552	825	0,777	1,176	161,5	18,99	— 12	1,010	18,82	— 6
694	967	0,663	0,9409	202,2	19,01	— 10	1,007	18,88	± 0
804	1077	0,595	0,8138	233,6	19,01	— 10	1,006	18,90	+ 2
952	1225	0,523	0,6879	278,3	19,14	+ 3	1,005	19,04	+ 16
1045	1318	0,487	0,6267	305,7	19,16	+ 5	1,005	19,06	+ 18
1049*	1322	0,485	0,6243	305,6	19,08	— 3	1,005	18,99	+ 11
1051*	1324	0,484	0,6231	306,6	19,10	— 1	1,005	19,00	+ 12
1152	1425	0,450	0,5683	337,5	19,19	+ 8	1,004	19,11	+ 23
1245*	1518	0,422	0,5257	363,5	19,11	± 0	1,004	19,03	+ 15
1246	1519	0,422	0,5253	363,0	19,07	— 4	1,004	18,99	+ 11
1343	1616	0,397	0,4871	391,0	19,05	— 6	1,004	18,97	+ 9
1425*	1698	0,378	0,4589	417,2	19,15	+ 4	1,003	19,09	+ 21
1439	1712	0,375	0,4544	421,1	19,14	+ 3	1,003	19,08	+ 20
1558*	1831	0,350	0,4194	456,6	19,15	+ 4	1,003	19,09	+ 21
					Mittel: 19,11	8,4		Mittel: 18,88	

Tabelle VIII.

Reststrahlen von Steinsalz (51,8 μ), $\delta = 0{,}73$ mm (berechnet).

Cels.°	T abs.	$x = \frac{c}{\lambda T}$	$e^x - 1$	E beob.	C	δC	$1 + \alpha$	C'	$\delta C'$
17**	290	0,9519	1,596	11,41	18,21	+ 11	1,013	17,98	— 7
150*	423	0,6526	0,9206	19,65	18,10	± 0	1,007	17,97	— 8
245*	518	0,5321	0,7030	25,84	18,17	+ 7	1,006	18,06	+ 1
347*	620	0,4453	0,5610	32,28	18,11	+ 1	1,004	18,04	— 1
352*	625	0,4417	0,5554	32,74	18,08	— 2	1,004	18,01	— 4
399*	672	0,4108	0,5080	35,73	18,15	+ 5	1,003	18,10	+ 5
443*	716	0,3856	0,4704	38,38	18,07	— 3	1,003	18,02	— 3
463*	736	0,3751	0,4551	39,91	18,16	+ 6	1,003	18,11	+ 6
524*	797	0,3463	0,4139	43,59	18,04	— 6	1,003	17,99	— 6
638*	911	0,3030	0,3540	51,27	18,15	+ 5	1,002	18,11	+ 6
748*	1021	0,2703	0,3105	58,21	18,07	— 3	1,002	18,03	— 2
850*	1123	0,2458	0,2787	64,85	18,07	— 3	1,002	18,03	— 2
949*	1222	0,2259	0,2535	71,35	18,09	— 1	1,002	18,05	± 0
1050*	1323	0,2087	0,2321	78,15	18,14	+ 4	1,001	18,12	+ 7
1054*	1327	0,2080	0,2313	78,34	18,12	+ 2	1,001	18,10	+ 5
1148*	1421	0,1943	0,2144	84,43	18,10	± 0	1,001	18,08	+ 3
1250*	1523	0,1813	0,1987	91,02	18,09	— 1	1,001	18,07	+ 2
1349*	1622	0,1702	0,1856	96,98	18,00	— 10	1,001	17,98	— 7
1446*	1719	0,1606	0,1742	103,30	18,00	— 10	1,001	17,98	— 7
					Mittel: 18,10	5,5		Mittel: 18,05	

Größe in dem hier durchmessenen Gebiet nicht besteht. Vielmehr gibt die Plancksche Formel unsere Messungen innerhalb der Grenze der Beobachtungsfehler, d. h. innerhalb ± 1 Proz. richtig wieder, während die Nernst-Wulfsche Korrektion zu systematischen Abweichungen führt, welche einen Gang bis zu 6 Proz. in den C'-Werten erkennen lassen. Wie zu erwarten war; tritt dieser Gang besonders deutlich bei den Isochromaten von 9, 12 und 16 μ hervor, aber er ist auch bei den übrigen unverkennbar.

Freilich kommen in einzelnen Fällen, besonders bei kleinen Ausschlägen, auch Schwankungen der Größe C vor, welche ± 1 Proz. übersteigen (7 mal unter 130 Beobachtungen), aber die mittleren Fehler sind in den einzelnen Reihen meist kleiner als 0,6 Proz., und die Abweichungen sind hier nicht systematischer Art.

Die Übereinstimmung unserer Beobachtungen mit der Planckschen Formel wird noch etwas besser, wenn man für c den Wert 14260 einsetzt, welcher sich für diese Konstante aus unseren Messungen ergibt[1]).

Weiterhin wird durch unsere Versuche eine Kontrolle der Temperaturskala geliefert, welche die Reichsanstalt ihren Eichungen zugrunde legt. Zu einer solchen Kontrolle eignen sich in erster Linie die langwelligen Isochromaten im Reststrahlengebiet, weil hier, wo das Rayleighsche Gesetz fast streng erfüllt ist, die Konstante c nur noch als Korrektionsglied von untergeordneter Bedeutung in die Gleichung der Isochromate eingeht, wenn man sich auf Temperaturgebiete beschränkt, welche oberhalb 500° liegen. Auch die Wellenlänge der Strahlung braucht dann nur angenähert bekannt zu sein. Die zahlreichsten und sorgfältigsten Messungen wurden mit Reststrahlen von Flußspat ausgeführt, weil hier die Strahlungsintensität sehr groß und daher die Ausschlagsmessung selbst bei Benutzung kleiner Diaphragmen und enger Strahlenkegel, auf welche wir im Bereich der höheren Temperaturen wegen des eigenartigen Baues der schwarzen Körper III und IV angewiesen waren, sehr genau ist. Die in Tabelle VII wiedergegebene Versuchsreihe ist auch insofern die vollständigste, weil hier alle vier schwarzen Körper zur Verwendung gelangten und weil sie bis zur Temperatur des Palladiumschmelzpunktes hinauf reicht. Die sehr befriedigende Konstanz des Produktes C innerhalb des gesamten Temperaturbereichs zeigt, daß Fehler, welche 5° übersteigen, in der Temperaturskala der Reichsanstalt bis zum Palladiumschmelzpunkt jedenfalls nicht vorhanden sind, sofern man die Eichung des Thermoelements bei dem Goldschmelzpunkt als richtig anerkennt. Die Abweichung des C-Wertes bei 1558° von dem Mittelwert dieser Konstanten für alle Temperaturen entspricht einer Temperaturdifferenz von 3,3° gegenüber den Angaben des geeichten Thermoelements, und zwar in dem Sinne, daß die in der Eichtabelle des Elements angegebenen Temperaturen etwas zu tief sind. Eine zweite Versuchsreihe ergab für die Eichung des Thermoelements bei dem Palladiumschmelzpunkt eine Abweichung um 2° in demselben Sinne, so daß nach unseren Messungen der Palladiumschmelzpunkt um etwa 2° bis 3° höher liegen würde, als er von der Reichsanstalt angenommen wird. Diese Differenz liegt jedoch noch innerhalb der Fehlergrenzen unserer Messung.

1) Die genaue Berechnung dieses Wertes aus dem hier veröffentlichten Zahlenmaterial wird den Gegenstand einer besonderen Mitteilung bilden.

Die Isochromate der Reststrahlen von Steinsalz ist für die Kontrolle der Temperaturskala trotz der größeren Wellenlänge der Strahlung weniger geeignet, weil die Ausschläge erheblich kleiner sind und weil wir infolge Deformation des Magnesiakörpers gezwungen waren, die Reihe bei 1446° abzubrechen. Bei weiterer Erwärmung wurde der Körper weich und sank merklich in sich zusammen.

Die neuen Messungen zeigen den von dem Rayleigh-Jeansschen Gesetz geforderten geradlinigen Verlauf der langwelligen Isochromaten im Bereich der höheren Temperaturen in noch vollkommenerer Weise als die früheren Versuche[1]). Dagegen tritt der Einfluß der Konstanten c bzw. die Quantenwirkung wiederum mit voller Schärfe im Gebiet der tieferen Temperaturen hervor. Setzen wir wie bisher den Wert der Konstanten $c = 14300$, so können wir leicht aus dem gemessenen Verhältnis der Ausschläge, welche einer tiefen und hohen Temperatur des schwarzen Körpers, z. B. $-190°$ und $+400°$, entsprechen, die mittlere Wellenlänge der Reststrahlenart berechnen. Wir erhalten auf diese Weise für die Reststrahlen von Flußspat 22,4 μ, für diejenigen von Steinsalz 52,3 μ, was mit den direkt gemessenen Wellenlängen 22,3 μ bzw. 51,8 μ in hinreichend guter Übereinstimmung ist.

Dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik, welches uns durch Gewährung von Mitteln unterstützt hat, sprechen wir unseren Dank aus.

Diskussion.

Wien: Ich möchte fragen, ob der Herr Vortragende Anhaltspunkte hat, wie die Abweichungen, die Herr Nernst aus den alten Beobachtungen abgeleitet hat, sich erklären.

Rubens: Die Beobachtungen, die Herr Kurlbaum und ich vor 22 Jahren angestellt haben, waren nicht so genau. Wir waren ganz zufrieden, daß das Rayleigh-Jeanssche Gesetz, dessen Prüfung den Hauptgegenstand unserer Versuche bildete, bis auf einige Prozent genau herauskam. Auch bei den anderen älteren Beobachtungen ist anzunehmen, daß kleine systematische Fehler durch die Temperaturskala, in einzelnen Fällen auch durch Unvollkommenheit des schwarzen Körpers hervorgerufen wurden. Auch geringe spektrale Verunreinigungen können Abweichungen in dem Sinne der Nernst-Wulfschen Korrektion vortäuschen. Eine einheitliche Deutung der Abweichungen vermag ich nicht zu geben.

1) H. Rubens u. F. Kurlbaum, l. c. S. 659.

George Jaffé (Leipzig), Zur Theorie der Beugung.

Im folgenden soll an einem einzelnen Beispiel eine Methode dargelegt werden, durch welche das Problem der Beugung an einem beliebig gestalteten, ebenen, vollkommen leitenden Schirm auf eine lineare Integralgleichung erster Art zurückgeführt wird. Als Beispiel werde ein zweidimensionaler Fall gewählt, nämlich ein Gitter, das aus unendlich vielen parallelen, gleich breiten und gleich weit voneinander entfernten Spalten besteht. Auf dieses Gitter soll eine ebene Welle von der Amplitude 1 normal auffallen, und hier soll auch nur der Fall behandelt werden, daß die Schwingungen parallel zu den Spalten polarisiert sind.

Das einfallende Licht habe die Richtung der positiven x-Achse; das Gitter bilde die Ebene $x = 0$ und zwar derart, daß die z-Achse mit der Richtung der Spalte übereinstimmt. Der Nullpunkt des Koordinatensystems falle in die Mitte eines der Spalte; d sei die Gitterkonstante und δ die Spaltbreite.

Unter diesen Umständen hängt die Aufgabe nicht von der z-Koordinate ab. Spalten wir in der üblichen Weise den Zeitfaktor $e^{i\nu t}$ ab, so erfordert das Beugungsproblem in dem betrachteten Fall die Bildung einer Funktion s, welche der Schwingungsgleichung

$$\frac{\partial^2 s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 s}{\partial y^2} + k^2 s = 0; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\nu}{a} \qquad (1)$$

(a = Phasengeschwindigkeit und λ = Wellenlänge im umgebenden Medium), und außerdem folgenden Bedingungen genügt: sie muß mit ihren ersten Ableitungen überall endlich und stetig sein, außer daß sie für $x = 0$ beim Durchgang durch die Gitterwand unstetig werden darf, es muß $\frac{\partial s}{\partial x}$ an der Gitterwand auf beiden Seiten verschwinden, und endlich muß s der „Ausstrahlungsbedingung" genügen. Letztere Bedingung besagt, daß die Lösung außer der einfallenden Welle nur auslaufende Wellen enthalten darf[1]).

Nach der Methode der partikulären Lösungen läßt sich leicht ableiten, daß die Funktion

$$s = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} e^{ik\alpha_m x} \cdot A_m e^{im\frac{2\pi y}{d}} \qquad (2)$$

der Gleichung (1) genügt, wenn die A_m Konstanten bedeuten und

$$\alpha_m^2 = 1 - \left(\frac{m\lambda}{d}\right)^2 \qquad (3)$$

gesetzt wird. Diese Formeln sind (mit Beschränkung auf gerade Funktionen) schon von J. J. Thomson[2]) in die Gittertheorie eingeführt und seitdem wiederholt benutzt worden[3]).

Führt man für die A_m die Fourier-Koeffizienten einer willkürlichen Funktion $f(y)$ von der Periode d ein, so bedeutet also

$$s = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} e^{ik\alpha_m x} \cdot \frac{1}{d} \int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} f(\eta) e^{i\frac{2\pi m(y-\eta)}{d}} d\eta \qquad (4)$$

eine Funktion, welche der Gleichung (1) genügt und sich für $x = 0$ auf $f(y)$ reduziert.

Ganz entsprechend stellt

$$s' = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \frac{e^{ik\alpha_m x}}{ik\alpha_m} \cdot \frac{1}{d} \int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} g(\eta) e^{i\frac{2\pi m(y-\eta)}{d}} d\eta \qquad (5)$$

eine Lösung von (1) dar, deren Ableitung $\frac{\partial s}{\partial x}$ für $x = 0$ den Wert

$$\left(\frac{\partial s'}{\partial x}\right)_{x=0} = g(y) \qquad (5a)$$

annimmt, wo $g(y)$ periodisch mit der Periode d ist.

Danach machen wir nun für die Lösung unseres Problems folgenden Ansatz: auf der Seite der negativen x setzen wir

$$s_- = e^{-ikx} + e^{ikx} + \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \frac{e^{ik\alpha_m x}}{ik\alpha_m} \cdot \frac{1}{d} \int_{-\frac{\delta}{2}}^{+\frac{\delta}{2}} g(\eta) e^{i\frac{2\pi m(y-\eta)}{d}} d\eta; \quad x < 0 \qquad (6)$$

und auf der Seite der positiven x

$$s_+ = -\sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \frac{e^{-ik\alpha_m x}}{ik\alpha_m} \cdot \frac{1}{d} \int_{-\frac{\delta}{2}}^{+\frac{\delta}{2}} g(\eta) e^{i\frac{2\pi m(y-\eta)}{d}} d\eta; \quad x > 0. \qquad (7)$$

1) Man vgl. zu letzterem Punkte: A. Sommerfeld, Jahresberichte der deutsch. Math. Ver. **21**, 326 ff., 1912.
2) J. J. Thomson, Recent Researches, Oxford 1893, § 359.
3) Man vgl. z. B. W. v. Ignatowsky, Ann. d. Phys. **44**, 369—436, 1914, § 5.

Dabei ist $g(\eta)$ eine noch zu bestimmende Funktion. Der Ausstrahlungsbedingung wird durch geeignete Verfügung über das Vorzeichen von α_m genügt. Setzt man nämlich fest

$$\alpha_m = +\left|\sqrt{1-\left(\frac{m\lambda}{d}\right)^2}\right| \quad \text{für} \quad 1 > \frac{m\lambda}{d} \tag{8a}$$

$$\alpha_m = -i\left|\sqrt{\left(\frac{m\lambda}{d}\right)^2-1}\right| \quad \text{für} \quad 1 < \frac{m\lambda}{d}, \tag{8b}$$

so treten in (6) und (7) außer der einfallenden Welle e^{-ikx} nur auslaufende Wellen auf.

Die Bedingungen, denen $\frac{\partial s}{\partial x}$ zu genügen hat, sind durch den Ansatz (6) (7) schon erfüllt, welches auch der Wert von $g(\eta)$ sei, denn man hat für $x = 0$

$$\left(\frac{\partial s_-}{\partial x}\right)_0 = \left(\frac{\partial s_+}{\partial x}\right)_0 = g(y) \quad \text{für} \quad 0 < |y| < \frac{\delta}{2} \tag{9a}$$

$$\left(\frac{\partial s_-}{\partial x}\right)_0 = \left(\frac{\partial s_+}{\partial x}\right)_0 = 0 \quad \text{für} \quad \frac{\delta}{2} < |y| < \frac{d}{2} \tag{9b}.$$

Damit auch s und $\frac{\partial s}{\partial y}$ an den Gitteröffnungen stetig werden, müssen die Ausdrücke (6) und (7) für $x = 0$ einander gleichgesetzt werden Das liefert — nach Vertauschung der Reihenfolge von Summation und Integration —

$$-ikd = \int_{-\frac{\delta}{2}}^{+\frac{\delta}{2}} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{e^{\frac{i2\pi m(y-\eta)}{d}}}{\alpha_m} \cdot g(\eta)\,d\eta \tag{10}$$

und das ist eine lineare Integralgleichung erster Art, aus der $g(\eta)$ im Intervall $-\frac{\delta}{2}$ bis $+\frac{\delta}{2}$ bestimmt werden muß. Was nun diese Integralgleichung betrifft, so kann sie nach der Hilbertschen Methode auf ein System von unendlich vielen linearen Gleichungen zurückgeführt werden und ist demnach — wenigstens im Prinzip — der Behandlung zugänglich; es dürfte aber schwierig sein, auf diesem Wege die Rechnung durchzuführen. Dagegen kann man das Problem — ähnlich wie es Schwarzschild für den einzelnen Spalt getan hat — mit Hilfe der Formeln (4) und (5) durch sukzessive Annäherung behandeln; dabei muß allerdings dahingestellt bleiben, ob es gelingen wird, die Konvergenz des Verfahrens zu erweisen.

An dieser Stelle möge es genügen, zwei Grenzfälle zu betrachten, die sich ohne alle Rechnung erledigen lassen. Man erkennt nämlich leicht, daß die Gleichung (10) sowohl für sehr große, wie für sehr kleine Werte von λ die asymptotische Lösung

$$g(\eta) = \text{const} \tag{11}$$

zuläßt. Ist λ sehr groß gegen die Gitterkonstante d, so sind alle α_m außer α_0 sehr große Zahlen, die Summen in (6), (7) und (10) reduzieren sich auf das Glied mit dem Index o und man findet

$$s_- = s_+ = e^{-ikx}; \quad \lambda >> d. \tag{12}$$

Es ergibt sich so die bekannte Tatsache, daß in dem charakterisierten Grenzfall nur die ungebeugte Welle nullter Ordnung auftritt und (bei parallel polarisiertem Licht) die auffallende Schwingung mit näherungsweise ungeschwächter Intensität durch das Gitter geht[1]).

Ist andererseits $\lambda << d$, so kann man in erster Annäherung in (10) $\lambda = 0$, d. h. $\alpha_m = 1$ setzen und findet

$$g(\eta) = -ik; \quad \text{für} \quad 0 < |y| < \frac{\delta}{2}. \tag{13}$$

Setzt man diesen Wert in (7) ein, so ergibt sich als Amplitude der Beugungswelle $m$ter Ordnung

$$A_m = \frac{1}{\alpha_m \pi m} \sin\frac{\pi m \delta}{d}. \tag{14}$$

Das ist bis auf den Faktor α_m im Nenner die bekannte Formel von Rayleigh[2]), die v. Ignatowsky[3]) auch für Stabgitter als erste Näherung bei kleinem λ/d abgeleitet hat. Die Tatsache, daß hier und in allen Fällen, in denen die vorliegende Methode anwendbar ist, $g(\eta) = \text{const}$ eine Näherungslösung der Integralgleichung für $\lambda << d$ ist, kann in diesem Grenzfall als Rechtfertigung der entsprechenden Annahme angesehen werden, die bei der Anwendung der Kirchhoffschen Form des Huygensschen Prinzips stets gemacht wird.

Will man vom Gitter zu einem einzelnen Spalt übergehen, so braucht man d nur ins Unendliche wachsen zu lassen, oder mit anderen Worten, man muß statt von den Summen (4) und (5) von den entsprechenden Integralen ausgehen. An Stelle von (10) erhält man dann als Integralgleichung

$$-2i = \int_{-\frac{\delta}{2}}^{+\frac{\delta}{2}} H_0^{\,2}(k\,|\,y-\eta\,|)\,g(\eta)\,d\eta, \tag{15}$$

wo $H_0^{\,2}(x)$ die Hankelsche Funktion zweiter Art und nullter Ordnung bedeutet[4]).

1) H. Lamb, Proc. London math. Soc. **29**, 523, 1898; Lehrbuch der Hydrodynamik, deutsch von J. Friedel, Leipzig u. Berlin 1907, § 300.

2) Man vgl. H. Kayser, „Handbuch der Spektroskopie" **1**, S. 427 oder Lord Rayleigh, Scientific Papers **1**, S. 213, Art. 30.

3) W. v. Ignatowsky, loc. cit. § 6.

4) Man vgl. E. Jahnke und F. Emde, Funktionentafeln. Leipzig u. Berlin 1909, S. 94.

Handelt es sich um das Problem der Beugung an mehreren Spalten, so ändert sich an dieser Formel gar nichts, als daß die Integration über alle Spaltöffnungen zu erstrecken ist. Analoges gilt für die Formeln (6), (7) und (10), wenn das Gitter aus einer Gruppe von Spalten besteht, die sich im Abstande d periodisch wiederholen.

Bei dreidimensionalen Problemen müssen an Stelle von (2), (4) und (5) Doppelsummen oder die entsprechenden mehrfachen Integrale treten. Die Methode ist auch nicht auf ebene Schirme beschränkt, sondern kann mit Hilfe krummliniger Koordinaten auf gewisse Fälle von vollkommen leitenden, nicht-ebenen Schirmen ausgedehnt werden.

H. Seemann, Ein Präzisions-Röntgenspektrograph, vorgeführt auf dem Deutschen Physikertag in Jena 1921.

Der vorgeführte Röntgenspektrograph ist ein Präzisionsinstrument, dessen charakteristische langgestreckte Form und Konstruktionseinzelheiten durch seinen besonderen Verwendungszweck, die Untersuchung des härtesten Spektralbereiches, bedingt ist. Sein Meßbereich erstreckt sich bei Benutzung von Steinsalz als reflektierendem Kristall bis über 1 Ångström, also bis ins weichste technische Röntgenspektrum, und bei Gips entsprechend bis über 3 Ångström.

Er ist sowohl für die Lochkamera und Fenstermethode eingerichtet, die wegen der Vermeidung fehlerhafter Linienverbreiterung für die härtesten Strahlen allein in Frage kommen, als auch für die Schneidenmethode, die nur bei mäßig harten und weichen Strahlen ihre Vorzüge fehlerfrei zur Geltung bringt[1]), falls nicht sehr dünne Kristallplatten oder schwerere Kristalle benützt werden. Die Umstellung des Apparates von einer Methode auf die andere sowie die Auswechselbarkeit der Kristalle ist dadurch auf ein Höchstmaß von Einfachheit und Sicherheit gebracht worden, daß die Kristalle nebst der einen Spalts hneide in gemeinsame Fassungen eingekittet sind, die mit optisch eben geschliffenen 12 cm langen Flächen an ebensolchen des Apparatekopfes Anschlag haben und an diesen entlang verschoben werden können. Die genaue Gegenüberstellung der Spaltschneiden kann mit besonderen beigegebenen optischen Hilfsmitteln auf mindestens 0,1 mm genau leicht und schnell geprüft werden.

Der größte Wert wurde auf die genaue Meßbarkeit der beiden einzigen Konstanten des Apparates gelegt, des Abstandes Spalt—Platte und der Neigung der Platte gegen die reflektierende Strukturfläche. Ersteres ist dadurch ermöglicht worden, daß die am Apparat festsitzende, jedoch mit Feinverstellung versehene Spaltschneide bei herausgenommenem Kristall frei liegt und andererseits die Platte die photographische Platte oder ihre Anschlagfläche von außen her durch eine gewöhnlich mit Blei verschlossene Öffnung im Gehäuse und in der Kassette mit dem Fernrohr eines Kathetometers anvisiert werden kann, und zwar an der Stelle des Nullpunktes des Spektrums. Letzteres wird optisch durch Reflexion eines Lichtstrahls geprüft, der durch den Spalt hindurch auf eine an die Stelle der Platte gebrachte Spiegelglasplatte fällt und wieder durch ihn zurück ins beobachtende Auge gelangt. Die Anschlagfläche wird so justiert, daß der Reflexionspunkt dieses Strahlenbündels mit dem Nullpunkt des Spektrums zusammenfällt.

Um die Durchlässigkeit der Schneiden auf ein Minimum herabzudrücken, sind außer den Schneiden von 150°, die bei Benutzung des gesamten Meßbereiches notwendig sind, auch solche von 170° beigegeben, und zwar aus Wismut—Blei und aus Wolfram. Letztere sind für die Pt-$K\beta$-Linien ganz erheblich undurchlässiger als Wismut oder Blei, für die $K\alpha$-Linien dagegen nur wenig durchlässiger. Sämtliche Schneiden sind leicht auswechselbar.

Es ist sorgfältig vermieden worden, daß außer den Spaltscheiden noch andere Schwermetallflächen des Apparates von den direkt einfallenden Strahlen getroffen werden, die gleichzeitig von der Platte aus gesehen werden können, da die sehr kräftige Fluoreszenzstrahlung der Schwermetalle unter dem Einfluß härtester Röntgenstrahlen sonst eine erhebliche Verschleierung der Platte bewirken würde.

Zum Einstellen des Brennfleckes in die Nullinie der Kamera (streifend über die Kristalloberfläche gelangendes Röntgenstrahlbündel) dienen zwei Visiervorrichtungen mit Neigungs- und seitlicher Schwenkungsvorrichtung des ganzen Apparates. Auch auf vorgegebene Spektralbereiche kann mittels einer Teilung eingestellt werden, so daß das Spektrum nicht vom Nullpunkt, sondern von jedem beliebigen anderen Reflexionswinkel beginnend entworfen werden kann. Das Uhrwerk, das die Kamera mit konstanter Winkelgeschwindigkeit in etwa 1 Minute hin und her dreht, läßt sich auf 6 verschiedene Schwenkbereiche einstellen. Es hat Arretierung, die genau in der Umkehrstellung arretiert, in der der Reflexionswinkel 0° oder das eingestellte Minimum beträgt.

Eine Reihe von Blenden und Filterhaltern ermöglicht es, feste und flüssige Filter an ver-

1) H. Seemann, diese Zeitschr. **18**, 243—249, 1917 u. **20**, 51—54, 1919; Ann. d. Phys. **49**, 470—480, 1916 u. **51**, 391—412, 1917 u. **53**, 461—491, 1918; W. Friedrich u. H. Seemann, diese Zeitschr. **20**, 55—58, 1919.

schiedenen Stellen in der Kamera derart anzubringen, daß sie nur die untere oder obere Hälfte der photographischen Platte bedecken, so daß man zwei Filter miteinander vergleichen oder die Wirkung der Filter auf das ungefilterte Spektrum unmittelbar auf derselben Platte durch Schwärzungsmessung feststellen kann. Halbierungsblenden ermöglichen es, entweder die obere oder die untere Hälfte der Platte ganz abzudecken, so daß man zwei verschiedene Spektren nacheinander auf dieselbe Platte bringen und so einen von den Entwicklungsfaktoren unabhängigen Vergleich anstellen kann.

Eine kräftig durchexponierte Spektralaufnahme innerhalb der Grenzen 0,08—0,4 Ångström mit Steinsalz und Lochkameramethode bei 0,5 mm weitem Spalt auf Müller-Kurzzeit-Platten ohne Verstärkungsschirm bei einem Abstand Spalt—Platte von 42 cm, dauert bei Benutzung des Radiosilex-Instrumentariums von Koch und Sterzel in Dresden mit Lilienfeldröhre nur 10 Minuten. Bei dieser Einstellung werden die *Pt-K*-Linien in erster Ordnung soeben aufgelöst.

Die technische Ausgestaltung des Apparates ist in der Hauptsache das Resultat zweijähriger Arbeit in der Medizinischen Klinik in Freiburg i. Br. Die Vorarbeiten wurden im Kriege im Würzburger Physikalischen Institut ausgeführt, zum Teil auch mit Mitteln des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Physik. Sämtlichen beteiligten Stellen sei hiermit der gebührende Dank ausgesprochen.

H. Seemann, Die lineare Polarisation des blauen Brennflecklichtes der Lilienfeld-Röntgenröhre, vorgeführt auf dem Deutschen Physikertag in Jena 1921.

Im vorigen Jahre publizierte J. E. Lilienfeld und F. Rother in dieser Zeitschr. **21**, 249 u. 360, 1920, daß das Brennflecklicht der Lilienfeld-Röntgenröhre fast vollkommen linear polarisiert sei und zwar auffallenderweise derart, daß die Schwingungen, der elektrische Vektor, senkrecht zur Ebene des Antikathodenspiegels erfolgen, der unter etwa 45° gegen die allgemeine Richtung der Kathodenstrahlen geneigt ist.

Bei flüchtigem Lesen der Arbeiten konnte man leicht den Eindruck gewinnen, als ob es sich um eine Erscheinung handelte, die man nur mit besonderen Hilfsmitteln, vor allem nur mit einer Spezialröhre beobachten könne, bei der das weiße Licht des Glühdrahtes sorgfältig abgeblendet ist. Dies ist vielleicht der Grund, weshalb der Polarisationseffekt nicht schon von anderer Seite weiter verfolgt worden ist, obwohl es sich doch zweifelsohne um ein theoretisch viel versprechendes Phänomen handelt.

Der Zweck meiner Ausführungen soll es nicht sein, eine Erklärung des Lichtanregungsmechanismus zu geben, sondern nur der, auf die Erscheinung eindringlich hinzuweisen und darauf aufmerksam zu machen, daß ihre experimentelle Vorführung mit besonders großen Mitteln während der Tagung jederzeit im Technisch-Physikalischen Institut stattfindet. Die Polarisation kann bei hellem Tageslicht mittels eines vor das Auge gehaltenen Nicols an einer gewöhnlichen käuflichen Lilienfeldröhre bei beliebiger Betriebsspannung wahrgenommen werden.

Besonderer Erwähnung bedarf der Umstand, daß wohl keine elektrisch erregte Lichtquelle bekannt ist, die fast vollkommen linear polarisiertes Licht einer einzigen Schwingungsrichtung frei nach allen Seiten emittiert.

Einige Anhaltspunkte zur Diskussion der Erscheinung mögen jedoch erwähnt werden. Der nächstliegende dürfte der sein, daß eine Lilienfeldröhre durchaus kein extrem hohes Vakuum zu haben braucht, um ordnungsmäßig zu arbeiten. Das Vakuum einer sehr harten Gas-Röntgenröhre genügt vollkommen bei nicht zu hohen Betriebsspannungen. Bei manchen noch brauchbaren Exemplaren ist bei hoher Strombelastung kräftige grüne Fluoreszenz der Glaswände rings um die ganze Antikathode und einen Teil der Kathode und sogar eine violette Lichterscheinung an der Spitze der Antikathode sichtbar.

Es ist demnach die Möglichkeit gegeben, das blaue Brennflecklicht mit austretenden Dämpfen oder Gasen in Verbindung zu bringen. Für diese Auffassung spricht auch der Umstand, daß sämtliche Gas-Röntgenröhren mit *Pt*, *Ir*, *W*, *Mo*, *Pd* und *R*-Antikathoden genau dasselbe blaßblaue Licht des Brennflecks zeigen bei genügender Stromdichte, nur mit dem Unterschiede, daß dieses nicht nachweisbar linear polarisiert ist, wie ich mich überzeugt habe.

In Glühkathoden-Röntgenröhren (Coolidge- und Müller-Elektronenröhre) kann ein etwa vorhandenes blaues Leuchten wegen der intensiven Bestrahlung des Brennflecks mit weißem Licht nicht wahrgenommen werden.

Das Fehlen der Lichtpolarisation bei Gas-Röntgenröhren könnte in ursächlichem Zusammenhang mit der Tatsache stehen, daß bei diesen Röhren der größte Teil des Spannungsgefälles unmittelbar vor der Kathode liegt, während bei Glühelektronenröhren ein starkes Feld bis unmittelbar an die Anode heranreicht. Es ist demnach nicht ausgeschlossen, daß dieses Feld das Zustandekommen scharfer Spektrallinien oder scharf begrenzter Banden verhindert,

wenn es sich um ein Gas- oder Dampfleuchten handelt. Lilienfeld und Rother neigen allerdings der Ansicht zu, daß eine Bremsstrahlung nach Art der Röntgenbremsstrahlung vorliegt, da das Spektrum des blauen Brennflecklichtes bei ihren Spektralaufnahmen kontinuierlich erscheint.

Die Frage, ob das blaue Leuchten seinen Sitz in der Metalloberfläche oder in einer Schicht von merklicher Dicke unmittelbar vor dem Antikathodenspiegel hat, läßt sich vorläufig nur so beantworten, daß mit bloßem Auge bei fast streifender Beobachtung keine merklich dicke Lichthaut wahrnehmbar ist. Beim langsamen Übergang von fast streifender zur streifenden Inzidenz verschwindet das Licht sprungartig. Nach den neueren Beobachtungen eines kontinuierlichen Bandenspektrums von Blaugrün bis Ultraviolett in der positiven Säule des Joddampfes durch Steubing (Ann. d. Phys. IV, **64**, 677, 1921) dürfte die volle Aufklärung der ganzen Erscheinung keine allzu großen Schwierigkeiten mehr bieten.

Was nun die Beobachtung der Erscheinung betrifft, wie sie hier vorgeführt wird, ist die Möglichkeit geboten, den Brennfleck einmal in der Richtung senkrecht zur allgemeinen Richtung der Kathodenstrahlen (Röhrenachse) in der Symmetrieebene der Antikathode, zweitens streifend über den Antikathodenspiegel senkrecht zu dieser Symmetrieebene und drittens in der Lotlinie des Brennfleckes auf der Antikathodenfläche zu betrachten. In den beiden ersten Fällen erkennt man klar, daß die Schwingungsrichtung, der elektrische Vektor, ziemlich genau senkrecht zum Antikathodenspiegel steht, also etwa 45° gegen die Kathodenstrahlrichtung geneigt, wenn man als solche den größten Teil der Kathodenstrahlbahn bezeichnet. Demnach scheinen die Kathodenstrahlen kurz vor der Antikathode in der Weise umzubiegen, wie Schinz und Schwarz (Fortschr. auf d. Geb. d. Röntgenstrahlen **27**, 1—23, 1919) es aus der kreisringförmigen Projektionsfigur des hohlzylindrischen Kathodenbündels und anderen Einzelheiten, die sie gut illustrieren, schließen. Die Polemik Lilienfelds (ebenda **27**, 151—158, 1920) gegen diese Auffassung hat bei Berücksichtigung seiner hier behandelten neueren Resultate keine Überzeugungskraft mehr.

Im letzteren Falle müßte mit dem Nicol, der hierbei genau mit seiner Achse in die Richtung des Lotes gehalten werden muß, keinerlei Auslöschungs- oder Schwächungsrichtung feststellbar sein und außerdem die Helligkeit des Brennfleckes bei Betrachtung ohne Nicol stark herabgesetzt erscheinen. Tatsächlich ist eine weitgehende Annäherung an diese Erscheinungsformen leicht zu beobachten.

Eine Abhängigkeit von der Spannung ist nicht erkennbar, wohl aber eine Farbänderung bei verschiedener Strombelastung des Brennfleckes. Bei 4 Milliamp. erscheint er blauviolett, bei 8 Milliamp. weißlich blau, letzteres nur in den erstgenannten Beobachtungsrichtungen. In der letztgenannten Richtung ist er auch bei 8 Milliamp. blauviolett, wobei möglicherweise aber auch die örtlich verschiedene Violettfärbung der Glaswand und die schiefe Strahlenrichtung eine Rolle spielt.

Das im Technisch-Physikalischen Institut aufgestellte Röntgeninstrumentarium einschließlich der Röhren ist auf meine Bitte von der Firma Koch & Sterzel in Dresden eigens für die Vorführungen bereitwilligst und kostenlos zur Verfügung gestellt worden. Da es einen sehr hohen Wert besitzt und allein der Transport und die Aufstellung der schweren Maschinen ganz erhebliche Kosten verursacht, so gebührt der Firma wärmster Dank. Es handelt sich um einen sogenannten Radiosilex-Apparat, der mit 500-Perioden-Wechselstrom ohne Gleichrichter oder Ventilröhre arbeitet und die Lilienfeldröhre im Dauerbetrieb 3—4 mal höher zu belasten vermag als es mit 50-Perioden-Wechselstrom möglich ist, ohne daß ein vorzeitiges Rauhwerden oder gar Anschmelzen des Antikathodenmaterials eintritt. Der 5—10 qmm große Brennfleck nimmt nahezu 800 Watt auf, eine bisher auch nicht annähernd erreichte Leistung. Die kürzeste Wellenlänge, die ich bei derartiger Belastung mit meinem Spektrographen ohne photometrische Auswertung hier feststellen konnte, beträgt 0,09 Ångström, entsprechend fast 140000 Volt-Kathodenstrahlen.

Es sei aber ausdrücklich bemerkt, daß die ganze Erscheinung sehr gut auch mit einem einfachen Induktor nebst der zugehörigen Hilfsvorrichtung für die Spannungsteilung beobachtet werden kann, sofern der Induktor 4—5 Milliamp. bei geringer Spannung hergibt.

Die Firma Schott & Gen. hier hat in entgegenkommender Weise zwei große gleichfalls sehr kostbare farblose und schlierenfreie Bleiglasscheiben von fast 2 cm Dicke zur Verfügung gestellt, die einen sicheren Schutz der Beobachter gegen die Röntgenstrahlen bieten. Auch ihr möchte ich hier meinen verbindlichsten Dank aussprechen.

G. Meyer (Freiburg i. B.), Zur Spektroskopie des Urans und einiger seltenen Erden nach Versuchen von Dr. Greulich.

Die vorliegende Untersuchung beschäftigte sich mit den Spektren von Cer, Lanthan, Didym, Thor, Uran und ermittelt 1. den Metallgehalt derjenigen Lösungen, welche den spektralanalytischen Nachweis eben noch gestatten, die Minimalkonzentration, 2. den Einfluß, den die Anwesenheit fremder Metalle auf das Erscheinen der Spektrallinien der untersuchten Metalle ausübt.

Die zur Untersuchung erforderlichen Metalldämpfe wurden auf dreierlei Weise erzeugt:

1. Die zu prüfende Lösung befand sich in einer halbkugelförmigen Schale nach Demarçay, in deren Mitte ein mit einem Bündel dünner Platindrähte gefülltes Glasrohr vertikal stand, so daß sich die Lösung in dem Drahtbündel wie in einem Docht aufwärts zog. Zwischen diesem Drahtbündel und einem Platinstift ließ man Funken überschlagen, welche ein Transformator mit 10000 Volt Spannung lieferte, wenn als Selbstinduktion die Sekundärspule eines Funkeninduktors von 15 cm Schlagweite eingeschaltet war, und der Funkenstrecke parallel 4 Leydener Flaschen lagen, von denen jede eine Kapazität von rund 4500 cm besaß. Die Primärwickelung des Transformators wurde mit zweiphasigem Wechselstrom von 50 Perioden, 50 Volt Spannung und 15 Amp. Stromstärke gespeist.

2. Auf die Platinelektroden eines Extrastromapparates nach Miethe wurden die zu untersuchenden Salzgemische aufgebracht, nachdem sie mit sirupöser Phosphorsäure zu einem dicken Brei angerührt waren.

3. Zwei Homogenkohlen erhielten Längsbohrungen, in welche die scharf getrockneten Salzgemische eingestopft wurden. Zwischen den Kohlen ließ man einen galvanischen Lichtbogen von 72 Volt Spannung übergehen.

Zur Beobachtung der Spektren diente ein nach Abney aufgestelltes Rowlandsches Konkavgitter von 1,52 m Krümmungsradius, dessen 4×3 cm große Fläche auf 1 mm 568 Striche enthielt. Von der Lichtquelle wurde mittels zweier Quarzlinsen ein reelles Bild auf den Spalt entworfen und das entstandene Spektrum auf einer photographischen Platte von 16×2 cm fixiert. Der größte Teil der Aufnahmen enthielt die Wellenlängen von 4800 bis 3300 A.-E., ein kleinerer die von 6497 bis 5665 A.-E. Die Ausmessung der Spektren geschah, indem man nach Goldstein[1]) die Negative auf eine in $^1/_{10}$ mm geteilte Glasskala legte und die Lage der Linien mit der Lupe ablas. Die Wellenlängen folgten aus der Beobachtung eines gleichzeitig photographierten Eisenspektrums oder der in fast allen Spektren vorkommenden *Ca*-Linien.

Zunächst wurden die Minimalkonzentrationen ermittelt, indem man den Transformatorfunken der Reihe nach in Lösungen der Metallsalze von abnehmender Konzentration schlagen ließ und die Spektren untersuchte. Die persistenten (bis zuletzt bleibenden) Linien[1]) und die Minimalkonzentrationen sind in Tab. I zusammengestellt.

Tabelle I.

	λ		$\frac{\text{mgr}}{\text{cm}^3}$
Ce	3940,89	4166,75	0,01
La	3949,22		0,006
Di {*Nd*	4061,27	4325,80	0,01
Di {*Pr*	4206,81	4429,41	0,01
Th	4391,30	4382,10	0,01
U	4090,28	5919,61	5

Eine Verlängerung der Exposition änderte an den Resultaten nichts. Aus den Zahlen ist ersichtlich, daß die Minimalkonzentration des *U* rund 500mal größer ist als die der übrigen Metalle.

Um den Einfluß zu untersuchen, den die gleichzeitige Anwesenheit fremder Metalle auf die Sichtbarkeit der *U*-Linien ausübt, mischte man Uran- und Metallsalzlösungen so, daß 1 ccm stets 10 mg *U* enthielt, also für sich allein mit Sicherheit Uranlinien lieferte. Solche Lösungen wurden zunächst direkt mittels des Transformatorfunkens untersucht, dann zur Trockne eingedampft und das Spektrum eines Teiles des Rückstandes nach Befeuchtung mit sirupöser Phosphorsäure unter Benutzung des Extrastromapparates hervorgerufen, während der Rest im galvanischen Flammenbogen verdampft wurde. Die Resultate enthält Tab. II, welche für alle 3 Verdampfungsarten neben der Bezeichnung der Metalle *M* den Quotienten $G = \frac{U}{U+M} 100$ aufführt, wo *U* und *M* die in den Salzgemischen vorhandenen Gewichtmengen von Uran und Metall bedeuten, welche eben noch die persistenten Uranlinien erkennen lassen.

Die dem Uran zugesetzten Metalle lassen sich in 3 Gruppen teilen. Die Anwesenheit der seltenen Erden *Ce*, *La*, *Di*, *Th*, Gruppe III, beeinflußt die Sichtbarkeit der Uranlinien sehr

1) E. Goldstein, Zur Orientierung von Spektrogrammen. Verh. d. D. Phys. Ges. 13, 419, 1911.

1) Beobachtungen über das Auftreten der *N*- und *O*-Linien und einen Vergleich mit den von Pollok (Scientific Proceedings of Royal Dublin Society 11, 331, 1905/08) erhaltenen Minimalkonzentrationen findet man in der Dissertation von Greulich, Freiburg 1914.

Tabelle II.

Metall	λ 4800 bis 3300 A.-E. $G = \frac{U}{U+M}100$ Transformator	Extrastromapparat	Lichtbogen	λ 6497 bis 5665 A.-E. $G = \frac{U}{U+M}100$ Lichtbogen	
Fe	9	7	8	9	I
Ti	—	4	4	—	
Ni	11	10	10	10	
Cr	9	5	7.5	—	
Mn	12	8	8	—	
K	11	8	8	—	
Ba	5.5	—	—	—	
Sr	5.5	—	—	—	
Pb	0,8	—	—	—	
Ca	8.5	0,8	7	—	II
Co	6.5	0,3	3.5	—	
Na	18	17	7.5	—	
Li	18	15	7	—	
Al	8	0,8	3.5	—	
Mg	18	2	4	—	
Ce	1	0,5	0,5	—	III
La	1	0,5	0,5	—	
Di	1	0,5	0,5	—	
Th	1	0,5	0,5	—	

wenig. Der Quotient G ist nahezu gleich 1 und hat für alle drei Verdampfungsarten denselben Wert. Für alle übrigen Metalle übertrifft G schon der Größenordnung nach den für die seltenen Erden geltenden Wert. Die zur Gruppe I zusammengefaßten *Fe, Ti, Ni, Cr, Mn* liefern im Transformatorfunken, Extrastromapparat und Lichtbogen denselben Wert von G, während für die Gruppe II *Li, Al, Na, Mg, Co, Ca* im Transformatorfunken G einen erheblich größeren Wert besitzt als im Funken des Extrastromapparates und im Lichtbogen.

Diese Erscheinungen lassen sich durch die folgenden Annahmen erklären: Aus Mischungen von Uran- und Metallsalzen im festen oder gelösten Zustande wird durch die elektrischen Entladungen ein Gemisch von Uran- und Metalldampf gebildet. Die Sichtbarkeit der U-Linien hängt ab von dem Werte des Verhältnisses $G = \frac{U}{U+M}100$ im Entladungsraum. Die Konstanz von G für alle drei Entladungsarten, wenn M den Gruppen I und III angehört, macht es wahrscheinlich, daß G im Entladungsraum denselben Wert hat wie in dem festen oder gelösten Gemisch von Uran- und Metallsalzen. Aus Lösungen, welche Metalle der Gruppe II enthalten, bilden sich, wenn der Transformatorfunke zwischen der Lösung und dem Platinstift überschlägt, auf dem letzteren Beschläge von festem Salz, und auf den Elektroden des Extrastromapparates bilden sich aus dem aufgetragenen Brei kleine Erhöhungen von festem Salz. Diese aus der Lösung und dem Brei hervorgegangenen Salzabscheidungen enthalten kein Uransalz. Diese Tatsache folgt daraus, daß die Salzabscheidungen im ultravioletten Lichte keine von Uran herrührende Fluoreszenz zeigen, während diese an den Verdampfungsrückständen der Ausgangslösungen lebhaft auftritt. Diese von Uran freien Salze liegen in der Funkenbahn, so daß der Dampf des zugesetzten Metalles im Funkenraum überwiegt. Man muß daher der Lösung mehr Uransalz geben, als ohne diese Abscheidungen erforderlich wäre und erhält damit die hohen Werte von G in Tab. II.

Die Kenntnis des Verhältnisses G z. B. für Eisen $\frac{U}{Fe+U}100 = 7$ gibt die Möglichkeit den Gehalt der Lösung eines Uransalzes an Uran zu ermitteln, indem man dieser Lösung so lange Eisensalz zusetzt, bis die persistenten Linien des U eben verschwinden. Ein mit den Sulfaten ausgeführter Versuch ergab spektralanalytisch einen Gehalt von 15,4 mg in 1 ccm, während 15,8 mg eingewogen waren. In der gleichen Weise wurde der U-Gehalt einer in HNO_3 gelösten Pechblende zu 50,1 Proz. gefunden, während die gewichtsanalytische Bestimmung 51,0 Proz. ergab. Es läßt sich also auf diesem Wege eine Schätzung des U-Gehaltes einer Lösung von Uransalz gewinnen.

In derselben Weise, wie dies beim Uran geschehen war, wurde untersucht, welchen Einfluß der Zusatz der Salze von *Fe, Ni, Cr, Mn, K, Na, Ca, Co, Li, Al, Mg, U, Ce, Di, Th* zu Lösungen von *Ce-, La-, Di-, Th*-Salzen auf die Sichtbarkeit der Spektrallinien der seltenen Erden ausübt. Die Werte von $\frac{Ce}{Ce+M}100$, $\frac{La}{La+M}100$, $\frac{Di}{Di+M}100$, $\frac{Th}{Th+M}100$, wo M eines der zuerst genannten Metalle bedeutet, schwanken je nach dem zugesetzten Metall zwischen 1 und 0,05 und erreichen nur bei Zusatz von *Na* und *Ca* zu *Ce* Lösungen im Transformatorfunken den Wert 2, d. h. von dieser Ausnahme abgesehen gelten die Zahlen für alle drei angewandten Verdampfungsmethoden der Salze, so daß wir also auch hier annehmen können, daß das Verhältnis G im Dampfraum denselben Betrag hat wie in den Gemischen der festen Salze oder der Lösungen.

Die Metalle der seltenen Erden sind also abweichend vom Verhalten des Uran in sehr geringen Mengen in Gemischen mit Salzen von Schwermetallen, Erdalkalien und Alkalien nachweisbar. So läßt sich z. B. aus einem Gemisch von Salzen, welches 4000 mg *Fe*, 17 mg *La*, 230 mg *U* enthält, *La* nachweisen, während die

Linien des in 13 mal größerer Menge vorhandenen *U* nicht auftreten.

Diese Beobachtungen lassen sich verwerten, um das von Hasselberg und Rowland festgestellte Fehlen von *U*-Linien im Sonnenspektrum zu erklären. Doch darf nach Hasselberg[1]) daraus „nicht auf das vollständige Fehlen dieses Metalles auf der Sonne geschlossen werden". Denn es ist „wahrscheinlich, daß innerhalb der umkehrenden Schicht die spezifisch schwereren von Metallen von hohem Atomgewicht herrührenden Dämpfe tiefer lokalisiert sind als die spezifisch leichteren, welche Metallen mit geringem oder mittlerem Atomgewicht entsprechen, so daß die ersteren einer höheren Temperatur ausgesetzt sind als die letzteren und demzufolge auch durch eigene Strahlung ganz oder teilweise die Absorption kompensieren können, welche sie auf die photosphärische Strahlung auszuüben imstande sind". Das Auftreten der *Pb*-Linien und das Fehlen der *Li*-Linien im Sonnenspektrum macht es aber „wahrscheinlich, daß die allgemeine Verteilung der verschiedenen Metalle innerhalb der absorbierenden Schicht nicht durch die Atomgewichte allein bedingt ist, sondern daß außerdem noch andere Faktoren dabei mitwirken, derart, daß die Art und Weise, auf welche einzelne Metalle sich im allgemeinen Sonnenspektrum kundgeben, wesentlich anders ausfällt als es nach ihrem Atomgewicht zu erwarten wäre". Einer dieser von Hasselberg erwähnten Faktoren ist darin zu erblicken, daß die Sonne uns das Absorptionsspektrum eines Gemisches von Dämpfen liefert, in dem neben den andern in der Gruppe I vereinigten Metallen Eisendampf vorkommt. Wenn wir nur diesen berücksichtigen, so zeigt nach den im Laboratorium gemachten Erfahrungen ein Gemisch von Uran- und Eisendämpfen nur dann das Uranspektrum, wenn der Bruch $\frac{U}{U+Fe}100$ mindestens gleich 7 ist. Es kann daher in dem spektroskopisch erforschten Teile der Sonne bis zu 7 Proz. des dort vorhandenen Eisens vorhanden sein, ohne daß sich dies im Spektrum bemerkbar machte. Es bedingt also das Fehlen der Uranlinien nicht notwendig die Abwesenheit des Urans, und das Auftreten der Linien der auf der Erde spärlicher als das Uran vorkommenden seltenen Erden läßt sich nicht zugunsten der Abwesenheit von Uran ausdeuten, da man weiß, daß aus einem Gemisch von Eisensalz mit viel Uransalz und wenigen seltenen Erden die Spektrallinien der letzteren erhalten werden, die des Urans nicht. Es lassen sich ferner nicht aufrecht erhalten die weitgehenden Schlüsse, welche aus dem Fehlen der Uranlinien auf der Sonne und dem Vorkommen dieses Elementes auf der Erde eine Entstehung des Urans durch rückläufige radioaktive Prozesse mutmaßen. Die Erfahrungen über die Spektren von Dampfgemischen stehen im Einklang mit Beobachtungen des Spektrums der Nova Geminorum 2 (12. März 1912 entdeckt von Enebo), indem man neben *Fe*- und *Ti*-Linien Uranlinien gefunden zu haben glaubte. Die oben mitgeteilten Versuche würden auf einen unwahrscheinlich hohen Urangehalt schließen lassen, und in der Tat zeigten die Untersuchungen von Furuhjelm, daß *U*-Linien nicht vorhanden sind, und daß die im Spektrum der Nova Geminorum 2 beobachteten Absorptionslinien neben dem *Fe* und *Ti* dem *Y*, *Sc*, *Sr*, *Ca* angehören. Dem *Y* und *Sc* kann man ohne Bedenken dasselbe Verhalten zuschreiben wie dem *Ce*, *La*, *Di*, *Th*.

1) B. Hasselberg, Untersuchungen über die Spektra der Metalle im elektrischen Flammenbogen. Kongl. Svenska Vet. Akad. Handl. **45**/5, 69, 63, 64, 1910.

Diskussion.

Swinne: Die geringe Empfindlichkeit des spektroskopischen Nachweises von Uran dürfte auf einer viel höheren Anregungs- und Ionisierungsspannung dieses Stoffes im Vergleich mit Eisen und den seltenen Erden beruhen. Zum Vergleich diene der spektroskopische Nachweis von Edelgasen in Mischung mit Wasserstoff (alte Versuche von Ramsay).

H. Geiger und W. Bothe (Charlottenburg), Über Zerstreuung von β-Strahlen in dünnen Metallfolien. (Vorgetragen von H. Geiger.)

Die durch dünne Metallfolien bewirkte Zerstreuung von β-Strahlen wurde gemessen

a) im Bereich kleiner Ablenkungswinkel (φ ca. 15° und darunter),

b) im Bereich großer Winkel (φ ca. 60° und darüber).

Zwischen beiden Bereichen besteht ein prinzipieller Unterschied. Bleibt man im Bereich kleiner Winkel, so sind die beobachteten Ablenkungen durch Superposition aus den vielen kleinen Einzelablenkungen entstanden, die das β-Teilchen beim Vorbeifliegen an den einzelnen Atomen der Zerstreuungsfolie erleidet (Mehrfachstreuung). Im Bereich der großen Ablenkungen spielt dagegen die Superposition eine untergeordnete Rolle; jede Ablenkung entsteht vielmehr im wesentlichen durch einen einzigen besonders wirksamen Zusammenstoß des β-Teilchens mit nur einem Atom. Ein solcher wirksamer Zusammenstoß ist sehr selten. Er kommt

dadurch zustande, daß die Bahn des Elektrons außerordentlich dicht an einem Atomkern vorbeiführt (Einzelstreuung).

Mehrfach- und Einzelstreuung folgen sehr verschiedenen Gesetzen. Ein besonders charakteristischer Unterschied liegt darin, daß bei Einzelstreuung die Zunahme proportional mit der Schichtdicke erfolgt, während bei Mehrfachstreuung die Zunahme nach einem komplizierten, von der Proportionalität stark abweichenden Gesetz vor sich geht. Außerdem ist die Verteilungsfunktion, durch die die Abhängigkeit der in Richtung φ gestreuten Intensität von φ selbst bestimmt wird, in beiden Fällen sehr verschieden. Bei der Mehrfachstreuung ist die Verteilung durch die normale Gaußsche Verteilungsfunktion, bei der Einzelstreuung durch den Ausdruck

$$\frac{1}{\sin^4 \frac{\varphi}{2}}$$

gegeben.

Bei den α-Strahlen ist Mehrfachstreuung und Einzelstreuung in allen quantitativen Einzelheiten untersucht[1]). Wichtige theoretische Folgerungen für die Konstitution des Atoms haben sich bekanntlich namentlich aus der Einzelstreuung ergeben. Bei den β-Strahlen liegen nur Messungen über Mehrfachstreuung vor und auch diese beziehen sich nur auf dickere Schichten.

Zu a): Die von einem Radium $B+C$-Präparat ausgehenden, verschieden schnellen β-Strahlen werden durch ein Magnetfeld in homogene Strahlengruppen zerlegt und an diesen die Zerstreuung in den dünnsten verfügbaren Metallfolien auf photographischem Wege gemessen. Folgende Resultate wurden gefunden:

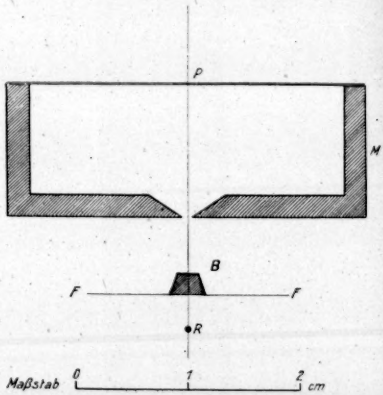
1. Für die kleinsten Schichtdicken (unter 0,01 mm) ist die Zerstreuung kleiner als dem von der Theorie geforderten Quadratwurzelgesetz entspricht. Für größere Schichtdicken ist der Anschluß an die Crowtherschen Messungen[2]) hergestellt, die das Quadratwurzelgesetz bestätigt hatten.

2. Sieht man von den ziemlich unsicheren Messungen bei hohen Geschwindigkeiten, ab, so findet man umgekehrte Proportionalität zwischen mv^2 und wahrscheinlichstem Ablenkungswinkel. Dies entspricht der Theorie.

3. Vergleicht man die Zerstreuung in verschiedenen Elementen bei ganz geringen Schichtdicken, so ergeben die schweratomigen Elemente eine größere Zerstreuung als die theoretisch geforderte Proportionalität mit der Ordnungszahl bedingen würde.

1) E. Rutherford, Phil. Mag. **21**, 669, 1911; H. Geiger, Proc. Roy. Soc. **83**, 492, 1910; **86**, 235, 1912; H. Geiger u. E. Marsden, Wien. Ber. **121**, 2361, 1912; W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **4**, 300, 1921; **5**, 63, 1921.
2) J. A. Crowther, Proc. Roy. Soc. **84**, 226, 1910.

Zu b): Alle Versuche, die Zerstreuung der β-Strahlen unter Benutzung von Radium $B+C$-Präparaten in sehr dünnen Folien und bei großen Winkeln messend zu verfolgen, scheiterten an der γ-Strahlung, die trotz eingeschalteter Absorptionsschirme stets die Platte verschleierte. Positive Resultate wurden erst erreicht, als es gelang, starke Radium-E-Niederschläge auf Nickeldrähten von nur 2,5 mm Länge und 0,4 mm Durchmesser herzustellen. Die in sehr kleinen Dimensionen gehaltene Versuchsanordnung ist aus beistehender Figur zu ersehen. Die von dem aktivierten Draht R ausgehenden Strahlen fallen auf die beiderseits des Bleistreifens B vor-



stehende Zerstreuungsfolie F. Durch das in den Messingkasten M konisch gebohrte Loch von 0,75 mm Durchmesser wird eine Abbildung der Zerstreuungsfolie auf dem photographischen Film P vermittelt. Es entstehen beiderseits der Symmetrieachse Schwärzungsstreifen, bei denen die Schwärzung von desto stärker abgelenkten Strahlen herrührt, je weiter man sich von der Symmetrieachse entfernt. Auch sehr dünne Aluminiumfolien bis herab zu 0,01 mm gaben bei mehrtägiger Expositionszeit deutliche Abbilder auf vollkommen klarem Untergrund. Wenn andererseits keine Zerstreuungsfolie vorhanden war, war auch von Schwärzung keine Spur zu bemerken. Selbstverständlich befand sich die ganze Anordnung bei allen Versuchen in einem evakuierten Gefäß.

Die Schwärzungsstreifen wurden quantitativ ausgewertet, indem als Vergleichsnormale eine mit demselben Radium-E-Präparat hergestellte Schwärzungsskala benutzt wurde. Aus dieser Skala war die von einer gegebenen Zahl von β-Teilchen in einer bestimmten Zeit hervorgerufene Schwärzung unmittelbar zu entnehmen.

Die bisherigen mit der letzten Versuchsanordnung erzielten Ergebnisse lassen darauf schließen, daß die Stärke der Zerstreuung auch bei großen Winkeln wenigstens der Größenordnung nach die von der Theorie geforderte ist, wenn man der Berechnung dieselben Gesichtspunkte zugrunde legt, die bei den α-Strahlen sich bewährt haben.

Diskussion.

Lenard: Der Nachweis der von Rutherford schon lange angenommenen Gleichartigkeit der Diffusion bei α-Strahlen und bei schnellen Kathodenstrahlen wäre von großem Interesse, wenn er möglich ist. Er kann durch die Versuche des Herrn Vortragenden angebahnt erscheinen, ist aber noch immer nicht übergenügend durchgeführt.

Geiger: Das wird sich noch entscheiden lassen. Die Streuung, die durch einen einzigen Stoß entsteht, muß proportional der Schichtdicke sein. Wenn aber verschiedene Ablenkungen eintreten, dann ist das nicht mehr der Fall. Denn die Streuung ist dann proportional der Quadratwurzel. Im 1. Fall haben wir einen statistischen, im 2. Fall einen Masseneffekt.

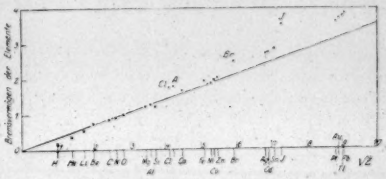
H. Rausch v. Traubenberg (Göttingen), Über den Durchgang von α-Strahlen durch Materie.

(Da die betreffenden Arbeiten bereits in der Zeitschr. f. Phys. 5, 396 u. 404, 1921 ausführlich publiziert wurden, möge hier nur eine kurze Zusammenfassung der Resultate gegeben werden.)

Zunächst wurden zwei einfache direkte Methoden (nach gemeinsam mit Herrn K. Philipp ausgeführten Versuchen) beschrieben, um die Reichweite von α-Strahlen in Flüssigkeiten und Gasen zu bestimmen. Bei der ersteren wird ein kugelförmiger RaC α-Strahler dicht unter der Flüssigkeitsoberfläche befestigt und das Flüssigkeitsniveau durch Eintauchen von fein verstellbaren Stiften solange verschoben, bis ein dicht über der Flüssigkeitsoberfläche angebrachter Sidotschirm durch die noch gerade durchkommenden α-Teilchen zum Leuchten angeregt wird. Die so erhaltene Dicke der Flüssigkeitsschicht über der Kugel entspricht der Reichweite der α-Strahlen in der betreffenden Flüssigkeit. Die Dicke der Flüssigkeitsschicht wurde nachträglich mit einem Mikroskop durch seitliches Anvisieren im durchsichtigen Glastrog ausgemessen, indem man den Abstand zwischen der Kugeloberfläche und ihrem an der total reflektierenden Flüssigkeitsoberfläche zustande kommenden Spiegelbild bestimmt. Mit diesem Apparat wurde zunächst die Reichweite in Wasser zu 60,0 μ gemessen und in guter Übereinstimmung mit dem Michlschen Wert (Photographische Methode) gefunden. Die Ausdehnung der Versuche auf andere Flüssigkeiten ist im Gange.

Um die Reichweite in Gasen zu messen, wurde eine Art Keilverfahren benutzt. Der stabförmige intensive Strahler läßt sich parallel zur Horizontalkante eines schräg gestellten mit zwei Marken versehenen Sidotschirmes demselben annähern[1]. Man erkennt auf dem Schirm eine deutliche Trennungslinie hell—dunkel, die man gerade auf die Marken verlegt. Der Abstand Strahler—Marken entspricht dann der Reichweite. Durch Einbau dieser einfachen Vorrichtung in ein Glasgefäß läßt sich der Apparat zu Reichweitemessungen in verschiedenen Gasen bei verschiedenen Drucken verwenden. Es wurden bis jetzt die Gase CO, CO_2, CH_3Br, CH_3J, Cl_2, HCl und NH_3 untersucht und in guter Übereinstimmung mit den Braggschen nach der Ionisationsmethode erhaltenen Werten gefunden.

Mit der früher vom Verfasser beschriebenen Keilmethode für feste Körper und mit Hilfe dieser beiden Methoden wurde die Reichweite der RaC—α-Strahlen bei einer größeren Zahl von Elementen und Verbindungen gemessen. Aus der Reichweite wurde nach dem Vorgang von H. W. Bragg das Bremsvermögen ermittelt und dasselbe als Funktion der Stellenzahl Z des betreffenden Elementes im periodischen System ausgedrückt. Die Resultate finden sich in Fig. 1 graphisch dargestellt. (Die Werte einiger Elemente sind Taylorschen und Braggschen Messungen entnommen.)



Wie man sieht, wächst das auf Sauerstoff als Normalsubstanz bezogene Bremsvermögen ungefähr mit $\sqrt{Z}$; die 3 leichtesten Elemente H, He und Li zeigen jedoch erhebliche Abweichungen nach unten, die schweren Elemente bedeutende Abweichungen nach oben von dieser Beziehung. Auffällig große Bremsvermögen besitzen die Elemente mit hohem Atomvolumen. Nach einer Theorie von Bohr wurde das Bremsvermögen für die leichtesten Elemente berechenbar und zeigte gute Übereinstimmung mit den

1) Eine ähnliche Vorrichtung war von B. Gudden schon früher im Praktikum benutzt worden.

Taylorschen Beobachtungen für H und He. Der jetzt gemessene Lithiumwert befindet sich ebenfalls in sehr guter Übereinstimmung mit der Bohrschen Theorie. Für Elemente höherer Stellenzahl bedarf die Theorie noch eines weiteren Ausbaues.

Für das Bremsvermögen von Verbindungen hatte Bragg strenge Additivität aus den Komponenten gefolgert[1]). Eine genauere Durchmusterung des früher vorliegenden und durch unsere Messungen neu ergänzten Materials zeigt jedoch, daß diese Regel nicht allgemein gültig ist. Da die Bremsung des α-Teilchens hauptsächlich durch Energieübertragung auf die Elektronen der getroffenen Atome und Moleküle erfolgt, war von vornherein ein Einfluß der Bindung dieser Elektronen zu erwarten. Tatsächlich zeigte sich zum Beispiel ein verschieden großes Bremsvermögen des H-Atoms in verschiedenen H-Verbindungen:

Verbindung	Bremsvermögen des H-Atoms	Beobachter
H_2	0,200	Taylor
C_4H_{10}, C_3H_8, C_2H_6, CH_4 . . .	0,187	Bragg
NH_3	0,173	Traubenberg u. Philipp
HCl	0,16	Traubenberg u. Philipp

Die Abnahme des Bremsvermögens in Beziehung zur steigenden Heteropolarität der Verbindung zu bringen, erscheint vielleicht aussichtsvoll. Für CO und CO_2 folgt Gültigkeit des Additionsgesetzes. Für Wasser ergab sich mit 1,53 ein wesentlich höheres Bremsvermögen als der Additionsregel entspricht. Vielleicht hat diese Abweichung in der Assoziation der Wassermoleküle ihre Begründung. Die Untersuchung des Bremsvermögens erscheint somit aussichtsvolle Wege zur Untersuchung der Elektronenbindung in Elementen und Verbindungen zu eröffnen.

1) Die von mir (diese Zeitschr. **21**, 588—590, 1920) angegebene empirische Formel (lV) für die Reichweite in Verbindungen führt nur unter gewissen Bedingungen zur Braggschen (richtigen) Formel und ist deswegen nur beschränkt anwendbar, der dort angegebene Beryllium-Wert wurde deswegen neu berechnet.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1921/22.

Universität Bern. Forster: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, Wärme; Theoretische Optik; Repetitorium der Physik; Physikalisches Praktikum; Arbeiten im physikalischen Institut für Vorgerückte. — **Gruner**: Theorie der Elektrizität, Elektronentheorie; Vektor- und Tensoranalysis; Mechanik deformierbarer Körper; Seminar für theoretische Physik. — **Luterbacher**: Dynamik; Fortschritte der drahtlosen Telegraphie und ihre physikalischen Grundlagen. — **Blattner**: Die theoretischen Grundlagen der Wechselstromtechnik. — **Köstler**: Elektrische Schwingungen (ausgewählte Kapitel); Der elektrische Kondensator; Allgemeine Mechanik; Höhere Statik; Anwendung der höheren Mathematik auf die Naturwissenschaften. —

Technische Hochschule Braunschweig. Diesselhorst: Experimentalphysik I: Elektrizität und Magnetismus; Einführung in die Theorie der Elektrizität; Physikalisches Praktikum I und II; Physikalisches Kolloquium. — **Weber**: Potentialtheorie mit Anwendungen auf die Elektrostatik. — **Bergwitz**: Radioaktivität, mit Versuchen; Radioaktivität der Erde und Atmosphäre; Elektronisch-radiologisches Praktikum. — **Witte**: Einführung in das Relativitätsprinzip. —

Universität Breslau. Lummer: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Waetzmann, Ladenburg und Buchwald), für Mediziner (mit Waetzmann und Ladenburg), für Pharmazeuten (mit Waetzmann und Buchwald), für Fortgeschrittene (mit Waetzmann, Ladenburg und Buchwald); Physikalisches Kolloquium (mit Waetzmann, Schrödinger und Ladenburg). — **Schrödinger**: Theorie der Elektrizität I; Kinetisch-statistische Thermodynamik; Proseminar für theoretische Physik; Seminar für theoretische Physik. — **Waetzmann**: Mathematische Ergänzungen zur Experimentalphysik; Spezialfragen der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. — **Ladenburg**: Kathoden-, Kanal- und Radiumstrahlen; Aufbau der Atome I, mit Experimenten; Physikalisches Praktikum für Geübtere. — **Buchwald**: Kristalloptik, einschließlich Kristalloptik der Röntgenstrahlen. — **Jüttner**: Spezielle Relativitätstheorie. —

Universität Bonn. Konen: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärmelehre; Laboratorium für Anfänger; Praktikum für Fortgeschrittene; Physikalisches Kolloquium (mit Pflüger, Eversheim, Grebe). — **Pflüger**: Mechanik: Elastizität, Hydrodynamik. — **Bucherer**: Die neueste Entwicklung der Physik. — **Eversheim**: Grundzüge der Elektrotechnik; Angewandte Elektrizitätslehre mit Übungen. — **Grebe**: Einführung in die Gedankengänge der theoretischen Physik; Seminar über Fortschritte der Röntgenphysik (mit Martius). —

Technische Hochschule Danzig. Ramsauer: Experimentalphysik I, Ergänzungen; Kleines physikalisches Praktikum (mit Kalähne); Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene; Großes physikalisches und photophysikalisches Praktikum (mit Kalähne); Physikalisches Kolloquium. — **Kalähne**: Einführung in das physikalische Praktikum; Theoretische Optik mit praktischen Anwendungen; Strahlungs- und Quantentheorie; Photographie einschl. Reproduktionsverfahren und Röntgenologie; Übungen in Photographie und Reproduktionsverfahren I, für Anfänger, für Fortgeschrittene. — **v. Brunn**: Himmelsmechanik; Elemente der Meteorologie. —

Technische Hochschule Darmstadt. Schering: Allgemeine Physik mit Versuchen: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Geometrische Optik, Wellenlehre des Lichtes, Akustik; Physikalische Übungen (mit Zeissig); Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik (mit Zeissig); Mechanische Wärmetheorie; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten (mit Zeissig). — **Zeissig**: Allgemeine Physik mit Versuchen: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Akustik, Optik; Physikalische Meß- und Instrumentenkunde; Seismometrie und Anwendungen; Ausgewählte Kapitel aus der allgemeinen Physik. — **Baerwald**: Allgemeine Elektrotechnik II: Der Aufbau des Atoms und der Materie; Relativitätstheorie. — **Limmer**: Photographische Übungen A und B; Photographisches Kolloquium; Grundlagen der Photographie; Photographische Optik und Projektionskunde. —

Technische Hochschule Dresden. **Hallwachs**: Experimentalphysik I; Physikalisches Praktikum I, II, einschließlich Laboratoriumstechnik; Praktikum für größere physikalische Arbeiten; Physikalisches Kolloquium, Referate über neue Arbeiten (mit Helm, Toepler und Dember). — **Dember**: Analyse empirischer Kurven. — **Helm**: Die Entwicklung des Kraftbegriffs bis zur Relativität. — **Hugershoff**: Photogrammetrie. — **Luther**: Photographie; Photographisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene; Selbständige Arbeiten; Spezielle Sensitometrie (mit Goldberg); Physikalisch-chemisches und anorganisch-chemisches Kolloquium (mit Foerster, Lottermoser und Müller). — **Erich Müller**: Elektrochemie; Physikalische Chemie; Praktikum für Elektrochemie; Praktikum für größere Arbeiten auf dem Gebiete der Elektrochemie und physikalischen Chemie. — **Toepler**: Theoretische Physik II: Wärmelehre, mit Übungen; Elektron und Atom. —

Universität Erlangen. **Wiedemann**: Experimentalphysik; Physikalisches Anfänger-Halb- und Vollpraktikum. — **Reiger**: Theoretische Physik; Elektrizität, mit Übungen; Ausgewählte Kapitel aus der Mechanik; Physikalisches Kolloquium (mit Hauser und Frank). — **Hauser**: Angewandte Physik I: Mechanik und Wärme; Physikalische und medizinische Einführung in die Röntgentherapie (mit Wintz). — **Frank**: Thermodynamik; Politische Arithmetik für Juristen, mit Übungen.

Universität Frankfurt a. M. **Wachsmuth**: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, Optik; Interferenz und Polarisation; Physikalisches Kolloquium (mit Madelung); Physikalisches Praktikum für Anfänger; Großes physikalisches Praktikum; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten (mit Gerlach); Physikalisches Praktikum für Mediziner. — **Madelung**: Prinzipien der Mechanik und Mechanik der Kontinua; Neuere Theorien und Erkenntnisse der Physik; Übungen in anwendbarer Mathematik (mit Hellinger, Stern und Landé); Selbständige wissenschaftliche Arbeiten. — **Bestelmeyer**: Einführung in die Maxwellsche Theorie. — **Gerlach**: Höhere Experimentalphysik II: Magnetismus, Spektroskopie, einschließlich Röntgenstrahlen und chemische Konstitution; Moderne physikalische Literatur mit Übungen. — **Seddig**: Photographisches Praktikum; Leitung selbständiger Arbeiten auf dem Gebiete der wissenschaftlichen Photographie; Übungen im Projizieren und Anstellen von Vorlesungsversuchen. — **Stern**: Theorie der Elektrizität. — **Déguisne**: Der elektrische Gleichstrom; Gleichstrom-Messungen; Drahtlose Telegraphie, mit Versuchen; Die Wechselstrom-Maschine; Kolloquium über die neuere Literatur der angewandten Physik (mit Dessauer); Kleines elektrotechnisches Praktikum; Großes elektrotechnisches Praktikum; Wissenschaftliche Arbeiten. — **Dessauer**: Einführung in die physikalischen Grundlagen der Medizin II; Medizinische Elektrizitätslehre; Einführung in die Hochspannungstechnik; Seminar für medizinische Physik; Lektüre und Besprechung neuerer Arbeiten (mit Bachem). — **Bachem**: Röntgenspektrographie für Physiker und Mediziner. — **Gramberg**: Maschinenkunde für Chemiker. — **Linke**: Sonnen- und Himmelstrahlung; Meteorologische Zeit- und Streitfragen; Meteorologisch-geophysikalisches Kolloquium. — **Georgii**: Allgemeine Meteorologie; Experimentelle und mathematische Ergänzungen zur allgemeinen Meteorologie. — **Lorenz**: Physikalische Chemie; Spezielle Elektrochemie; Kolloquium der physikalischen Chemie; Praktikum der physikalischen Chemie (mit Fraenkel); Kleiner Einführungskurs für physikalische Chemie (mit Fraenkel); Wissenschaftliche Arbeiten (mit Fraenkel); Metallographisches Praktikum (mit Fraenkel). — **Fraenkel**: Methoden der physikalischen Chemie; Eisenhüttenkunde. —

Bergakademie Freiberg. **Brion**: Elektrotechnik; Elektrotechnisches Praktikum; Experimentalphysik; Physikalisches Praktikum (mit Ludewig). — **Ludewig**: Radiumkunde; Radioaktives Praktikum; Einführung in das physikalische Praktikum; Physikalisches Repetitorium. — **Rosin**: Verwendung chemisch-physikalischer Daten in der Hüttenkunde. —

Universität Freiburg i. Br. **Himstedt**: Experimentalphysik; Mechanik, Akustik, Wärme; Übungen aus der theoretischen Physik; Physikalisches Praktikum; Physikalisches Kolloquium (mit Cohn, Friedrich, Meyer); Anleitung zu selbständigen Arbeiten. — **Cohn**: Elektrizitätslehre; Übungen aus der theoretischen Physik. — **Koenigsberger**: Mathematische Physik; Optik, mit Übungen; Berücksichtigung der Fortschritte der mathematischen Physik im Schulunterricht; Kinetische Gastheorie; Anleitung zu selbständigen Arbeiten. — **Friedrich**: Ausgewählte Kapitel der Optik: Interferenz, Beugung, Interferenzspektroskopie, mit Vorführungen; Physik der Elektro- und Strahlen-Therapie, mit Demonstrationen und Übungen; Anleitung zu selbständigen Arbeiten im Radiologischen Institut. — **Meyer**: Elektrochemie und Photochemie; Physikalische Chemie für Mediziner; Photographie mit Übungen und Demonstrationen; Physikalisch-chemisches Übungspraktikum; Selbständige physikalisch-chemische Arbeiten. —

Universität Gießen. **König**: Experimentalphysik I: Elektrizität, Optik; Physikalisches Praktikum (mit Uller und Cermak); Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten; Übungen in Demonstrationsversuchen und Behandlung einfacher theoretischer Hausaufgaben für Lehramtskandidaten (mit Cermak); Physikalisches Kolloquium (mit Fromme). — **Fromme**: Theoretische Elektrizitätslehre; Theoretisch-physikalische Übungen; Meteorologie. — **Cermak**: Handfertigkeitspraktikum; Über Kathodenstrahlen und die elektrische Leitung in Gasen; Physikalische Grundlagen der Musik; Experimentelle Akustik. — **Uller**: Einführung in die Technik der Wärmekraftmaschinen. — **Jentzsch**: Ausgewählte Kapitel der Spektroskopie. —

Universität Göttingen. **Franck**: Atomphysik II; Physikalisches Praktikum (mit Rausch v. Traubenberg); Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten; Physikalisches Proseminar (mit Born); Physikalisches Kolloquium (mit Born, Pohl, Reich). — **Born**: Elektronentheorie und Optik; Kinetische Theorie der festen Körper II; Physikalisches Seminar über Struktur der Materie (mit Hilbert). — **Pohl**: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik; Ausgewählte Kapitel aus der Optik mit Experimenten; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten. — **Reich**: Höhere Elektrizität mit Experimenten II; Elektrotechnisches Praktikum; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiet der angewandten Physik; Seminar über Elektrizität und ihre Anwendungen. — **Prandtl**: Mechanik, insbesondere technische Mechanik, mit Übungen; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiet der angewandten Mechanik, einschließlich Aerodynamik; Besprechung von Fragen der angewandten Mechanik. — **Gudden**: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, IV: Einzelfragen aus Elektrizität und Optik. — **Grotrian**: Gesetzmäßigkeiten in den Spektren. — **Hertz**: Statistische Mechanik. — **Rausch v. Traubenberg**: Praktikum der Atomistik und Radioaktivität; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten. — **Winkler**: Physikalisch-technische Handfertigkeitsübungen; Übungen im Glasblasen. —

Universität Graz. **Benndorf**: Experimentalphysik I: Einleitung in die Physik und Mechanik: Physikalische Übungen für Anfänger; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene; Besprechungen neuerer Arbeiten über den Aufbau der Materie (mit Radaković). —, **Hess**: Experimentalphysik I. — **Streintz**: Der Bleiakkumulator und das Akkumulatorproblem. — **Rosenberg**: Übungen in der Anstellung physikalischer Schulversuche. — **Wassmuth**: Kennzeichen der Richtigkeit von Lösungen elastischer Probleme (mit einer kurzen Einleitung in die Elastizitätstheorie und Beispielen). — **Radaković**: Mechanik; Seminar für theoretische Physik.

— **Brell**: Vektorenrechnung mit Übungen. — **Ficker**: Thermodynamik der Atmosphäre; Ausgewählte Kapitel aus der Geophysik; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten. — **Kremann**: Elektrochemie; Physikalisch-chemisches Praktikum. —

Universität Greifswald. **Krüger**: Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik; Kinetische Gastheorie; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, Mediziner und Pharmazeuten; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten (Kolloquium) (mit Seeliger). — **Seeliger**: Thermodynamik, mit Ergänzungen und Übungen; Anleitung zu selbständigen theoretischen Untersuchungen. — **Reinkober**: Röntgenstrahlen; Übungen in der Herstellung und Handhabung einfacher Demonstrationsapparate; Handfertigkeitspraktikum. —

Universität Halle. **Mie**: Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, Mathematische Ergänzungen; Kleines physikalisches Praktikum; Besprechungen neuerer physikalischer Arbeiten; Physikalische Übungen; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten. — **K. Schmidt**: Einleitung in die theoretische Physik; Elektrische Wechselströme und Schwingungen; Physikalisches Kolloquium; Übungen für angewandte Physik; Anleitung zu selbständigen Arbeiten. — **Herweg**: Radioaktivität und Photoelektrizität; Praktische Übungen aus den modernen Forschungsgebieten. — **Wigand**: Neuere Methoden der Wettervorhersage; Strahlungsgesetz und Quantentheorie; Aerophysikalisches Praktikum: Meteorologie, Aerologie, atmosphärische Elektrizität und Strahlung. —

Universität Hamburg. **Koch**: Experimentalphysik II: Wärme, Elektrizität; Physikalisches Praktikum (mit Goos und Müller); Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen. — **Lenz**: Einleitung in die theoretische Physik, Übungen; Atombau. — **Möller**: Kinetische Gastheorie; Drahtlose Telegraphie mit Vorführungen. — **Goos**: Einführung in die Spektroskopie. — **Voege**: Ausgewählte Kapitel aus der angewandten Elektrizitätslehre. — **Schorr**: Mechanik des Himmels; Übungen in astronomischen Beobachtungen für Fortgeschrittene (mit Dolberg). — **Schwassmann**: Astrophysikalische Forschungen im Fixsternsystem. — **Dolberg**: Höhere Geodäsie. — **Wegener**: Klimatologie. — **Jensen**: Moderne Probleme der kosmischen Physik; Einwirkung kosmischer Vorgänge auf die Erde; Zur Frage der Wechselbeziehungen zwischen Polarlichtern, erdmagnetischen Erscheinungen, Erdströmen, luftelektrischen Phänomenen. — **Tams**: Einführung in die Erdbebenforschung. —

Universität Heidelberg. **Lenard**: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärmelehre; Physikalisches Praktikum (mit Becker); Physikalisches Seminar: Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener im physikalischen und radiologischen Institut (mit Becker). — **Becker**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus; Radiologie; Wellenstrahlung; Theoretisch-physikalische Urtextstudien. — **Rasch**: Aus dem Anwendungsgebiet der Elektrizitätslehre: Gleichstromfragen. —

Universität Innsbruck. **Schweidler**: Experimentalphysik I; Physikalische Meßmethoden; Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten; Wissenschaftliche Arbeiten für Vorgeschrittene; Besprechung neuerer Arbeiten aus dem Gebiete der Geophysik und Astrophysik (mit Scheller und Defant). — **Lerch**: Physik für Pharmazeuten; Radioaktivität. — **Tumlirz**: Theoretische Mechanik; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 2. — **Defant**: Theoretische Meteorologie, insbesondere Dynamik der Atmosphäre; Erdbeben: Seismologie. — **March**: Physik der Röntgenstrahlen. — **Hammerl**: Elektrische Energieverteilung: Licht und Kraft, Niederspannungs- und Hochspannungsanlagen. — **Scheller**: Stellarastronomie; Theorie der Finsternisse. —

Universität Jena. **Wien**: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik; Physikalisches Praktikum (mit Busch und Försterling), für Fortgeschrittene (mit Schumann, Försterling und Busch); Leitung physikalischer Spezialaufgaben (mit Auerbach, Straubel, Busch und Försterling); Physikalisches Kolloquium. — **Busch**: Experimentalphysik IV, Elektrizität, Magnetismus, Optik, für Fortgeschrittene. — **Auerbach**: Einführung in die theoretische Physik: Begriffe, Prinzipien, Methoden; Mechanik der festen, flüssigen und gasigen Körper: Der physikalische Schulunterricht; Grundzüge der Wetterkunde. — **Försterling**: Quantentheorie. — **Schumann**: Hochfrequenztechnik; Grundlagen der elektrischen Kraftübertragung; Kleines technisch-physikalisches Praktikum; Großes technisch-physikalisches Praktikum. —

Technische Hochschule Karlsruhe. **Gaede**: Physik I, III; Physikalisches Laboratorium (mit Schachenmeier); Anleitung zu selbständigen Arbeiten im physikalischen Institut. — **Lehmann**: Flüssige Kristalle. — **Peppler**: Praktische Witterungskunde. — **Schachenmeier**: Mathematische Physik; Repetitorium der Physik. — **Thomälen**: Theorie der Wechselströme, Übungen; Einführung in die Elektrotechnik. —

Universität Kiel. **Dieterici**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme; Physikalisches Praktikum für Anfänger, für Doktoranden (mit Kossel). — **Kossel**: Optik und Wärmestrahlung; Bau des Atoms. — **Zahn**: Elektromagnetische Schwingungen und ihre Anwendungen: Drahtlose Telegraphie, Telephonie usw. — **Martienssen**: Radiologie und ihre technische Anwendung. — **Schmidt**: Wellenlehre des Lichts, mit Experimenten. —

Universität Köln. **Rinkel**: Experimentalphysik: Mechanik, Wärmelehre; Funkentelegraphie; Kleines physikalisches Praktikum; Großes physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene und Forschungsarbeiten. — **Druxes**: Einführung in die Einsteinsche Relativitätstheorie. —

Universität Königsberg i. Pr. **Kaufmann**: Experimentalphysik II: Optik, Elektrizitätslehre; Praktische Übungen; Seminaristische Übungen; Kolloquium. — **Volkmann**: Theorie des Lichts; Physikalisch-theoretische Übungen und Arbeiten. Mathematisch-physikalisches Laboratorium: Physikalisch-praktische Übungen und Arbeiten für Anfänger und Vorgerückte. — **Hoffmann**: Experimentalphysik II; Physikalische Übungen. — **Kretschmann**: Die drei Hauptsätze der Wärmelehre; Grundriß der speziellen und allgemeinen Relativitätstheorie. —

Universität Leipzig. **Wiener**: Experimentalphysik II: Licht, Magnetismus, Elektrizität; Höhere Physik, experimentelle und mathematische Ergänzungen zur allgemeinen Experimentalphysik; Physikalische Übungen (mit Jaffé, Möbius, Kaempf und Schiller) für Mediziner und Pharmazeuten (mit Scholl, Jaffé, Möbius, Kaempf und Schiller); Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene (mit Jaffé, Möbius, Kaempf und Schiller); Physikalisches Kolloquium (mit Des Coudres). — **Des Coudres**: Einleitung in die theoretische Physik: Wellen, Strömung masseloser Fluida, Potentialtheoretisches; Übungen zur Sommervorlesung: Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene (mit Fredenhagen). — **Scholl**: Maschinenelemente; Maschinenzeichnen, mit Übungen. — **Wenger**: Allgemeine Meteorologie; Arbeiten im Geophysikalischen Institut; Übungen zur Einführung in synoptisch-meteorologische Arbeiten; Geophysikalisches Seminar: Übungen zur Thermodynamik der Atmosphäre und des Meeres. — **Marx**: Theorie der Kathoden- und Röntgenstrahlen; Radiophysikalisches Praktikum. — **Fredenhagen**: Thermodynamik. — **Lilienfeld**: Hochvakuumentladung und Erzeugung von Röntgenstrahlen. — **Jaffé**: Einführung in die Relativitätstheorie. — **Möbius**: Physikalische Schulversuche (Übungen). — **Kaempf**: Repetitorium der Physik für Mediziner, Pharmazeuten und Zahnärzte. — **Schiller**: Grundlagen der Luftschiffahrt und Flugtechnik. —

Universität Marburg. **Schaefer**: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik; Ausgewählte Kapitel

der höheren Dynamik; Physikalisches Kolloquium; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Schulze, Take und Stuchtey), für Mediziner (mit Take); Übungen im Physikalischen Laboratorium für Fortgeschrittene; Leitung wissenschaftlicher Arbeiten (mit Schulze, Take und Stuchtey). — **Schulze**: Mechanik II: Elastizitätstheorie und Hydrodynamik; Theoretisch-physikalisches Seminar. — **Feußner**: Die Optik des Auges, Fernrohrs und Mikroskops. — **Take**: Theorie der hochfrequenten Wechselströme, mit Anwendung auf drahtlose Telegraphie und Telephonie, mit Versuchen; Physikalische Technologie I: Wärme- und Wasserkraftmaschinen, mit Versuchen. — **Stuchtey**: Über Radioaktivität; Die Photographie und ihre Technik; Praktikum der wissenschaftlichen Photographie für Anfänger und Fortgeschrittene. —

Universität München. Wien: Experimentalphysik I: Mechanik, Schallehre, Wärme, Magnetismus, Elektrostatik; Physikalische Übungen; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten. — **v. Groth**: Physikalische und chemische Kristallographie; Kristallographisches Praktikum (mit Steinmetz und Mieleitner); Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus dem Gebiete der Kristallographie und Mineralogie (mit Steinmetz). — **v. Seeliger**: Mechanik des Himmels; Theorie der planetaren Störungen; Astronomisches Kolloquium. — **Sommerfeld**: Maxwellsche Theorie und Elektronentheorie, Übungen; Randwertaufgaben aus der Maxwellschen Theorie; Seminar, Vorträge der Mitglieder. — **Graetz**: Experimentalphysik, Wärme, Elektrizität; Physikalisches Praktikum: a) Übungen in physikalischen Messungen, b) Übungen in physikalischen Demonstrationen; Selbständige Arbeiten aus der Physik. — **Großmann**: Sphärische Astronomie; Übungen im numerischen Rechnen (mit Kienle). — **Schmauss**: Allgemeine Meteorologie und Klimatologie; Klimaschwankungen; Anleitung zu meteorologischen Arbeiten. — **N. N.**: Spektralanalyse der Röntgenstrahlen (gemeinverständlich). — **Fajans**: Physikalische Chemie II: Thermodynamik, homogene Gleichgewichte, Elektrochemie; Kolloidchemie; Kolloquium für physikalische und anorganische Chemie (mit Hoenigschmid, Prandtl und Herzfeld). — **Dingler**: Elementargeometrie vom höheren Standpunkte aus; Kolloquium zur Philosophie der exakten Wissenschaften und der Mathematik; Ausgewählte Stücke und Probleme aus Kants Prolegomena. — **Donle**: Absolute Masse und Meßmethoden. — **Herzfeld**: Quantenmechanik der Atommodelle; Einführung in die kinetische Gastheorie. — **Zinner**: Der Aufbau der Sonne. — **Kienle**: Bahnbestimmung der Himmelskörper II. — **Steinmetz**: Über Mineralbildung. — **Mieleitner**: Die Verbreitung der Elemente in der anorganischen Natur. —

Technische Hochschule München. Zenneck: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, Optik, Magnetostatik, Elektrostatik; Physikalisches Praktikum; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten. — **Fischer**: Grundzüge der Physik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre; Elektrizität und Magnetismus in mathematischer Behandlung; Praktisch-physikalische Übungen: Aufbau und Handhabung von Apparaten; Einführung in die wissenschaftlichen Methoden der Physik. — **v. Angerer**: Physikalische Vakuumtechnik: Luftpumpen, Absorptionsmethoden, Meßinstrumente für hohe Vakua. — **Knoblauch**: Ausgewählte Kapitel der technischen Thermodynamik; Technisch-physikalisches Praktikum; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Physik. — **Emden**: Meteorologie und Klimatologie; Kristalloptik. — **Dieckmann**: Drahtlose Telegraphie und Telephonie; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen aus dem Gebiete der angewandten Physik. — **Schröter**: Mechanische Wärmetheorie. —

Universität Münster. Schmidt: Experimentalphysik: Optik und Elektrizität; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Szivessy), für Fortgeschrittene; Physikalisches Seminar. — **N. N.**: Theorie der Wärme; Theoretisch-physikalisches Seminar. — **Szivessy**: Einführung in die Relativitätstheorie und die Theorie der Materie; Ergebnisse und Probleme der neueren Physik (in elementarer Darstellung). —

Universität Prag. Frank: Allgemeine Relativitätstheorie; Theoretische Akustik; Besprechung der erkenntnistheoretischen Literatur zur Relativitätstheorie; Seminar für theoretische Physik: Physikalisches Kolloquium (mit Fürth). — **Fürth**: Drahtlose Telegraphie und Telephonie, Theorie und Experimente. — **Rothmund**: Physikalische Chemie I; Radioaktivität und das System der Elemente; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten. — **Spitaler**: Kosmische Physik; Bearbeitung meteorologischer Beobachtungen. —

Technische Hochschule Prag. Tuma: Experimentalphysik; Technische Physik; Physikalisches Praktikum. — **Koerner**: Thermodynamik. —

Universität Rostock. Wagner: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrizität, Optik; Physikalische Übungen (mit Falckenberg); Physikalisches Seminar (mit Lenz); Wissenschaftliche Arbeiten. — **Lenz**: Wärmelehre (klassisch und statistisch); Relativitätstheorie II (allgemeine); Anleitung zu selbständigen Arbeiten. — **Kümmell**: Ausgewählte Kapitel der chemischen Statik, Kinetik und Thermochemie; Kleines physikalisch-chemisches Praktikum. — **Falckenberg**: Vorführung und Besprechung der Apparate des Physikalischen Praktikums. —

Technische Hochschule Stuttgart. Regener: Experimentalmechanik, einschließlich Akustik; Übungen; Physik II: Schluß der Elektrizitätslehre, Optik und Wärme; Übungen; Physikalisches Praktikum für Anfänger, für Fortgeschrittene; Wissenschaftliche Arbeiten; Physikalisches Kolloquium. — **Ewald**: Thermodynamik und kinetische Gastheorie; Ausgewählte Kapitel aus der Quantentheorie. — **Glocker**: Physikalische Messungen; Röntgentechnik. — **Reichenbach**: Ausgewählte Kapitel aus der drahtlosen Telegraphie. — **Grammel**: Technische Wärmelehre. —

Universität Tübingen. Paschen: Experimentalphysik: Akustik, Wärme, Magnetismus, Elektrizität; Physikalische Anfängerübungen; Wissenschaftliche Arbeiten. — **Füchtbauer**: Theorie des Lichtes, Übungen. —

Universität Würzburg. N. N.: Experimentalphysik II: Elektrodynamik, Optik, Thermodynamik; Anleitung zu selbständigen Arbeiten; Physikalische Besprechungen; Physikalische Übungen für Naturwissenschaftler und Mediziner (mit Glaser). — **Harms**: Theorie der Wärme; Strahlungstheorie; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten. — **Schottky**: Elektromagnetische Theorie I: Elektrostatik, Magnetostatik, Stationäre Ströme. — **Glaser**: Technische Physik I: Technische Mechanik, mechanische Technologie, technische Elastizitätslehre, Aeromechanik, technische Hydrodynamik und Thermodynamik, Übungen: Einführung in das technische Zeichnen, Herstellungsverfahren, Anleitung im Entwerfen einfacher Apparate. —

Universität Zürich. E. Meyer: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme; Ausgewählte Kapitel der Physik; Repetitorium der Physik; Physikalisches Praktikum für Anfänger und Vorgerücktere; Ausführung selbständiger wissenschaftlicher Arbeiten; Physikalisches Kolloquium. — **N. N.**: Mechanik starrer Körper, mit Übungen; Theoretische Physik. — **Greinacher**: Ionen- und Elektronenlehre der Gase, mit Experimenten; Radiologisches Praktikum. — **Ratnowsky**: Vektor- und Tensoranalysis und ihre Anwendung in der theoretischen Physik. — **Tank**: Drahtlose Telegraphie; Grundlagen der Atomistik. — **Meißner**: Experimentelle Strahlungslehre; Übungen im Demonstrieren von Schulexperimenten. —

Technische Hochschule Zürich. Debye: Physik: Mechanik, Akustik, Elektrizität; Repetitorium; Kine-

tische Theorie der Aggregatzustände; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Piccard und Scherrer); Wissenschaftliche Arbeiten in Physik; Seminar über Struktur der Materie (mit Scherrer); Physikalisches Kolloquium (mit Piccard und Scherrer). — **Piccard**: Experimentalphysik; Repetitorium; Wissenschaftliche Arbeiten in Physik. — **Scherrer**: Physik I, Übungen; Optik, Thermodynamik. — **Amberg**: Didaktik des mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterrichts der Mittelschulen. — **Barbieri**: Photographie I; Photographisches Praktikum. — **Baur**: Physikalische Chemie II, Repetitorium; Allgemeine Elektrochemie; Repetitorium; Physikalisch-chemisches Praktikum; Elektrochemisches Praktikum; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Laboratorium für Vorgerücktere. — **Früh**: Meteorologie und Klimatologie. — **de Quervain**: Einführung in die Meteorologie: Wetter- und Klimakunde. — **Wolfer**: Einleitung in die Astronomie, Übungen; Theorie der Finsternisse. —

Tagesereignisse.

In **Pasadena (Californien)** ist soeben unter dem Namen **„Normann Bridge Laboratory of Physics"** ein neues Forschungsinstitut eröffnet worden, dessen Direktion R. A. Millikan übernommen hat. Gemeinsam mit dem „Mount Wilson Observatory" und dem „California Institution of technology", die ihren Sitz gleichfalls in Pasadena haben, veranstaltet das neue Institut Gastvorträge europäischer Forscher, die in längeren oder kürzeren Vorlesungszyklen über die Fortschritte ihrer Wissenschaft berichten sollen. In dem jetzt beginnenden akademischen Jahr werden Prof. H. A. Lorentz (dreimonatlich) und Privatdozent Dr. P. S. Epstein (ganzjährig) Vorlesungen in Pasadena halten.

Personalien.

Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.

Habilitiert: An der Universität Wien Dr. Arthur Haas für Physik.

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität München Professor Dr. Karl Freudenberg zum etatsmäßigen a. o. Professor der organischen Chemie an der Universität Freiburg i. Br., zum ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität (nicht an der Technischen Hochschule, wie S. 520 vermerkt) Zürich Professor Dr. Erwin Schrödinger, der Privatdozent an der Universität Königsberg Dr. Franz Lehmann zum ord. Professor für pharmazeutische Chemie an der Universität Greifswald, der Privatdozent für Physik und Elektrizitätslehre an der Technischen Hochschule Berlin Dr. phil. Dr. Ing. Dr. Friedrich Kock zum a. o. Professor ebenda, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Wien Dr. Friedrich Bäck zum ord. Professor für organische Chemie ebenda, Dr. A. W. Davison zum Professor der Chemie am Rensselaer Polytechnikum, der a. o. Professor für allgemeine Chemie an der Universität Cagliari Maurizio Padoa in gleicher Eigenschaft an der Universität Parma, der a. o. Professor für Versicherungsmathematik und mathematischer Statistik an der Universität Göttingen Dr. Felix Bernstein zum ord. Professor ebenda, W. B. Tuck zum Professor für Chemie an der Universität London, der a. o. Professor der Chemie und Vorsteher der anorganisch-chemischen Abteilung an der Technischen Hochschule Budapest Dr. Ing. Ladislaus v. Putnoky zum ord. Professor ebendaselbst.

Berufung: Der ord. Professor der Physik an der Universität Greifswald Dr. Rud. Seeliger hat einen Ruf an die deutsche Universität Prag als ord. Professor der Experimentalphysik und Direktor des Physikalischen Instituts abgelehnt.

Verliehen: Den Privatdozenten an der Universität Wien Dr. Jean Billiter (physikalische Chemie), Dr. Ernst Philippi (organische Chemie), Dr. Julius Zellner (Experimentalchemie) und Dr. Ernst Zerner (organische und unorganische Chemie) den Titel a. o. Professor.

Gestorben: Der Herausgeber des Archivs für Geschichte der Naturwissenschaften und der Technik und frühere Honorarprofessor für Geschichte der Naturwissenschaften an der Technischen Hochschule München Oberstudiendirektor am humanistischen Gymnasium in Freising Dr. Hermann Stadler, der frühere Direktor der Zentralanstalt für Meteorologie und Erdmagnetismus in Wien und emeritierter ord. Professor für kosmische Physik an der dortigen Universität Hofrat Dr. Julius v. Hann, der Professor für Astronomie an der Universität von Aix-Marseille und Direktor des Observatoriums daselbst Henri Bourget, der ord. Professor für Mathematik und Mechanik an der Abteilung für Bergbau der Technischen Hochschule Berlin und bisherige Schatzmeister der Deutschen Physikalischen Gesellschaft Geh. Bergrat Dr. Eugen Jahnke, der frühere Direktor und ord. Professor der Chemie und Technologie an der Landwirtschaftlichen Hochschule Bonn-Poppelsdorf Geh. Regierungsrat Dr. Ulrich Kreusler, der emeritierte ord. Professor für Chemie an der Universität Zürich Dr. Haruthiun Abeljanz, der Professor für Psychophysik Alfred Lehmann in Kopenhagen.

Angebote.

Assistent

für etatsmäßige Stelle gesucht.

Physikalisches Institut der techn. Hochschule Danzig-Langfuhr.

Gesuche.

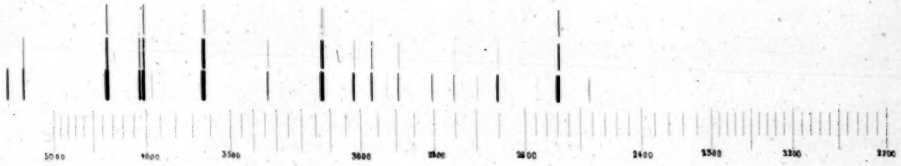
Physiker,

Dr. phil., mit gutem wissenschaftlichen Ruf und vielfachen praktischen Kenntnissen, in ungekündigter Stellung, wünscht sich zu verändern. Angebote unter **D. S. 8579** an **Rud. Mosse, Dresden.**

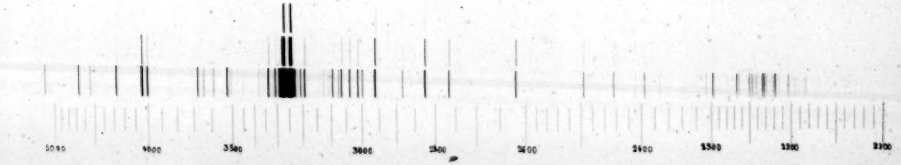
Promovierter Physiker

sucht Anfangsstellung in Industrie oder Institut (Elektrotechnik oder Optik), Kenntnisse und praktische Ausbildung in Chemie und Mineralogie vorhanden. Zuschriften mit Gehaltsangabe unter **H. 100** an den Verlag S. Hirzel in Leipzig, Königstraße 2 erbeten.

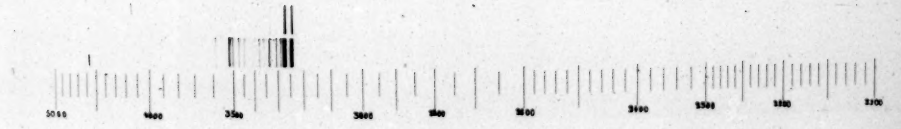
Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Erich Hückel in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



Figur 1. Quecksilber-Quarzlampe.



Figur 2. Kupfer-Bogen.



Figur 3. Kupfer-Bogen durch U-V Filter.

Verlag von S. Hirzel, Leipzig.

Emil Pinkau & Co. Aktiengesellschaft, Leipzig

OBERLIN
COLL
LIB

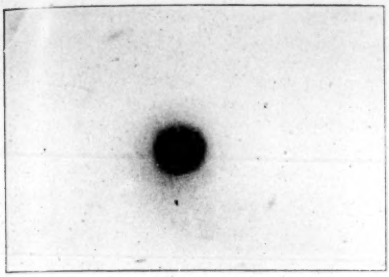


Fig. 1. Aluminiumfolie ohne Substanz.

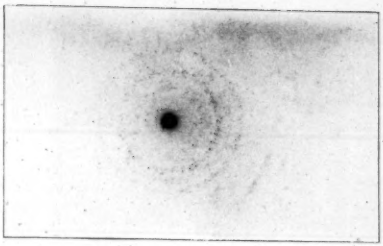


Fig. 2. *p*-Azoxyanisol, fest.

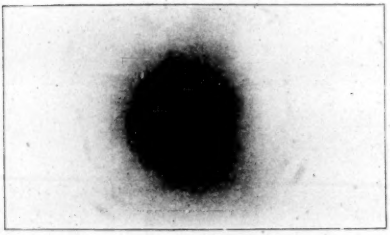


Fig. 3. *p*-Azoxyanisol, trübflüssig.

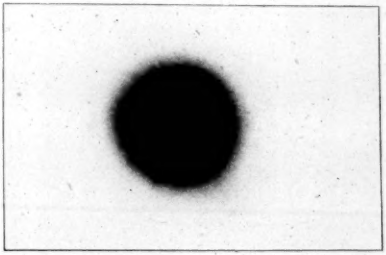


Fig. 4. *p*-Azoxyanisol, klarflüssig.

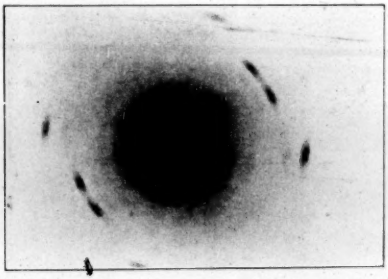


Fig. 5. Cholesterylpropionat, fest

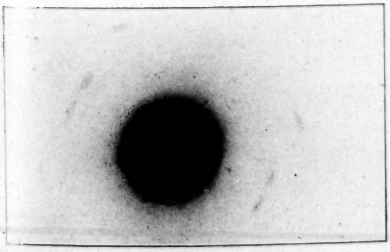


Fig. 6. Cholesterylpropionat, trübflüssig.

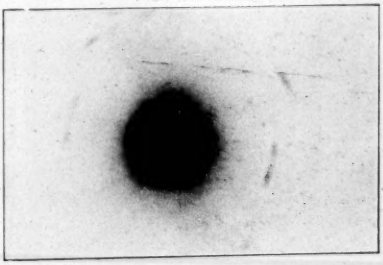


Fig. 7. Cholesterylpropionat, klarflüssig.

Inhaltsverzeichnis:

(B. — Besprechungen.)

Seite

Alexandrow, W., Die Elektrodynamik im schwachen Gravitationsfelde 593
Ätherproblem: Ein neuer Weg zur Aufklärung des — und Schwerkraftproblems, v. H. Fricke 636
Atmosphäre: Der vertikale Leitungsstrom in der — und die Erhaltung des elektrostatischen Erdfeldes, v. A. Wigand 623
Atome: Anregung der — zur Lichtemission durch Elektronenstoß. IV. Verhalten der einzelnen Glieder einer Serie, v. R. Seeliger 610
Bär, R., Über die scheinbaren Unterschreitungen des elektrischen Elementarquantums 615
Borelius, G., Die thermoelektrischen Temperaturfunktionen 618
Byk, A., Das Theorem der übereinstimmenden Zustände und die Quantentheorie der Gase und Flüssigkeiten 630
Chemie: Probleme der modernen —, v. H. Schmidt. (B.) 640
Dipole: Elektrostriktion in Gasen, nebst Bestimmung von elektrischen Momenten fertiger —, v. O. E. Frivold 603
Dipolrotationseffekt: Der — bei dielektrischen Flüssigkeiten, v. P. Lertes 621
Edelgase: Über den Wirkungsquerschnitt der — gegenüber langsamen Elektronen, v. C. Ramsauer . . 613
Elektrodynamik: Die — im schwachen Gravitationsfelde, v. W. Alexandrow 595
Elektronenstoß: Anregung der Atome zur Lichtemission durch —. IV. Verhalten der einzelnen Glieder einer Serie, v. R. Seeliger 610

Seite

Elektrostriktion in Gasen, nebst Bestimmung von elektrischen Momenten fertiger Dipole, v. O. E. Frivold 603
Erdfeld: Der vertikale Leitungsstrom in der Atmosphäre und die Erhaltung des elektrostatischen —, v. A. Wigand 623
Elektronen: Über den Wirkungsquerschnitt der Edelgase gegenüber langsamen —, v. C. Ramsauer . . . 613

(Fortsetzung auf Seite V.)

Richard Müller-Uri, Braunschweig Schleinitzstr. 19

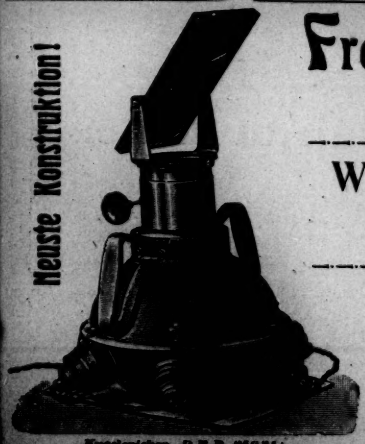
Physikalische, chemische und meteorologische Unterrichts-Apparate und -Utensilien. — Glastechnische Präzisionsarbeiten.

Neuheiten: Coulombmeter nach Stephan D.R.G.M. — Righis Röhren für magnetische Strahlen mit Vakuum-Regulierung D.R.G.M. — Quecksilber-Schnellpumpe. — Präzisions-Vakuometer D.R.G.M. — Pizzarello-Apparat. — Apparate für flüssige Luft. — Verflüssigte Gase in Röhren. — Projektions- und Extrem-Thermometer. — Elektroskope und Trockensäulen. — Vakuumröhren nach Braun, Crookes Geißler, Pulvj, Lecher, Röntgen, Wehnelt. — Leuchtschirme. — Normal-Geißlerröhren-Serie „Kompendium". — Original-Vakuumskalen nach Croß.

Mehrere promovierte Physiker

mit ausgesprochenen kaufmännischen Neigungen für verschiedene Abteilungen unseres auf den Gebieten Unterrichtsphysik, Chemie und technische Physik tätigen Unternehmens zu sofort oder später gesucht. Bewerbungen müssen Lebenslauf, Gehaltsansprüche und Lichtbild enthalten.

Physikalische Werkstätten Aktiengesellschaft, Göttingen.



Kugelgelenk. D.R.P. 260814.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.